

Untersuchung der Strömung in beschaukelten Brennkammerdiffusoren unter dem Einfluss angrenzender Gasturbinenkomponenten

Vom Fachbereich Maschinenbau
an der Technischen Universität Darmstadt
zur
Erlangung des Grades eines Doktor-Ingenieurs (Dr.-Ing.)
genehmigte

D i s s e r t a t i o n

vorgelegt von

Dipl.-Ing. Bernd Becker

aus Lich

Berichterstatte:	Prof. Dr.-Ing. B. Stoffel
Mitberichterstatte:	Prof. Dr.-Ing. H. P. Schiffer
Tag der Einreichung:	3. Mai 2005
Tag der mündlichen Prüfung:	13. Juli 2005

Darmstadt 2005

D 17

Hiermit versichere ich an Eides statt, die vorliegende Arbeit selbstständig angefertigt und nur die genannten Hilfsmittel verwendet zu haben.

Bernd Becker

Darmstadt, 3. Mai 2005

Vorwort

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Fachgebiet Turbomaschinen und Fluidantriebstechnik der Technischen Universität Darmstadt im Rahmen des Sonderforschungsbereichs 568 „Strömung und Verbrennung in zukünftigen Gasturbinenbrennkammern“ der Deutschen Forschungsgemeinschaft.

An erster Stelle danke ich Herrn Prof. Dr.-Ing. B. Stoffel, dem Leiter des Fachgebiets Turbomaschinen und Fluidantriebstechnik, für die Anregung zu dieser Arbeit und für seine Unterstützung.

Herrn Prof. Dr.-Ing. H. P. Schiffer, Leiter des Fachgebiets Gasturbinen, Luft- und Raumfahrtantriebe, danke ich für die konstruktiven Anregungen während des Entstehens der Arbeit und für die Übernahme des Koreferates.

Besonderer Dank gilt den Leitern der Elektronikwerkstatt für den Maschinenbau, Dr.-Ing. K. Hoffmann und Dr.-Ing. R. Bölke für die zahlreichen Gespräche und Anregungen und für die Entwicklung und Bereitstellung der mess- und regelungstechnischen Hardware, die die Durchführung dieser Arbeit erst möglich gemacht haben.

Herzlicher Dank gilt meinen Kolleginnen und Kollegen am Fachgebiet TFA für viele anregende Diskussionen, ihre Hilfsbereitschaft und das freundliche Arbeitsklima. Ebenfalls bedanken möchte ich mich bei der mechanischen Werkstatt auf der Lichtwiese für ihre Unterstützung während des Versuchsaufbaus und bei den Studenten, die mich mit ihren Studien- und Diplomarbeiten unterstützt haben.

Nicht zuletzt möchte ich mich bei der Deutschen Forschungsgemeinschaft, die diese Arbeit mit finanziellen Mitteln unterstützte, sowie bei den in dem Sonderforschungsbereich tätigen Kollegen bedanken.

Für meine Frau und meinen Sohn.

Inhaltsverzeichnis

Abbildungsverzeichnis	iii
1 Einleitung	1
2 Allgemeine Grundlagen	4
3 Die Versuchsanlage	12
3.1 Diffusorauslegung	15
3.1.1 Diffusorkontur	18
3.2 Brennkammergeometrie	20
3.3 Schaufelauslegung	21
3.3.1 Numerische Simulation der Nachleitschaufelströmung	27
4 Messtechnik	32
4.1 Fünfflochsonden	33
4.2 Hitzdraht	35
4.3 Statische Wanddruckaufnahme	38
4.3.1 Piezoresistive Drucksensoren	39
4.4 Messdatenerfassung	43
4.5 Signalauswertung	46
5 Ergebnisse	49
5.1 Anlagenbetriebspunkt	50
5.2 Abhängigkeit der Diffusorströmung von den Eintrittsbedingungen	55
5.2.1 Zuströmbedingungen am Diffusoreintritt	59
5.2.2 Druckrückgewinn im Diffusor	62
5.2.3 Einfluss des Dralls auf den beschauften Diffusor	66
5.2.4 Einfluss periodisch instationärer Eintrittsbedingungen auf die Diffusorströmung	74

5.3	Einfluss der Brennkammergeometrie auf die Diffusorströmung	85
5.3.1	Flammrohrabstand	86
5.3.2	Aufteilung der Verbrennungsluft in der Brennkammer	87
5.4	Kombination der Einflussparameter	95
6	Zusammenfassung und Ausblick	98
	Literaturverzeichnis	102
A	Rotationssymmetrie der Diffusorabströmung	110
B	Ölanstrichbilder	112
C	Speichenfrequenz Variation	114
D	Drosselung der Ringkanäle	118

Abbildungsverzeichnis

2.1	Gasturbinenbrennkammer BR710, mit freundlicher Genehmigung von Rolls-Royce Deutschland	5
2.2	Charakteristische Diffusorgrößen	6
3.1	Versuchsanlage	12
3.2	Messstrecke	13
3.3	Modellierter 1 $\frac{1}{2}$ -stufiger Verdichter	14
3.4	Diffusorprinzipien für Flugtriebwerke	15
3.5	Optimale Geometrien zum Druckrückgewinn in Ringdiffusoren nach Sovran und Klomp [56]	18
3.6	Konturen der Konfigurationen (links: 10°, rechts: 15°)	20
3.7	Abmessungen der Brennkammer	21
3.8	Winkeldefinition und Leistungsübertragung des Speichenrotors	23
3.9	Aus sieben Naca-Profileschnitten zusammengesetzte Vorleitschaufel	26
3.10	Diskretisierung des Rechengebietes	28
3.11	Netzverfeinerung zur Untersuchung der Gitterunabhängigkeit (links: Geschwindigkeit am Vordiffusoraustritt; rechts: Abströmwinkel am Vordiffusoraustritt) .	30
3.12	links: umfangsgemittelter Abströmwinkel am Vordiffusoraustritt in Abhängigkeit des Staffelungswinkels α_{S3} der Nachleitschaufeln; rechts: statischer Druckverlauf an der Nachleitschaufeloberfläche	31
4.1	Fünflochsonden Winkeldefinition und dimensionslose Kenngrößen	33
4.2	Dreh- und Kippwinkelabhängigkeit der Druckkoeffizienten und Drücke an den Fünflochsondenbohrungen bei $\gamma = 0^\circ$	34
4.3	Brückenschaltung und Kalibrationsfeld der Kreuzdrahtsonde DANTEC 55P63 .	36
4.4	Abweichung der mit der Kreuzdrahtsonde gemessenen Geschwindigkeit und des Drehwinkels in Abhängigkeit des Kippwinkels γ	38

4.5	Aufbau eines piezoresistiven Drucksensors nach Reubner [47] und Druckkalibration	39
4.6	Amplitudengang des Messverstärkers	41
4.7	a: Stoßwellenrohr; b: Weg-Zeit-Diagramm, Expansionsfächer E, Mediengrenze G, Verdichtungsstoß S; c: Druckverteilung im Rohr zum Zeitpunkt $t = t_0$ nach Oertel [44]	42
4.8	Sprungantwort des Druckaufnehmersystems im Stoßrohr	43
4.9	Messtechnik	45
4.10	Einfluss der Anzahl der Datenpakete zur Auswertung	48
5.1	Radialverdichter kennfeld und Darstellung des Betriebspunktes bei reduzierter Drehzahl und Drallreglerstellung 60°	51
5.2	Geschwindigkeitsverteilung zur Massenstrombestimmung in ME0	53
5.3	Reynoldszahlabhängigkeit des c_P -Verlaufs und Verhältnis des statischen Wanddrucks zur Totaldruckänderung	54
5.4	Fehlanströmungen der Verdichterbeschaufelungen aufgrund von Betriebspunktänderungen	57
5.5	Geschwindigkeit und Absolutwinkel α_4 am Diffusoreintritt in ME1 in Strömungsrichtung	60
5.6	Kippwinkel γ und Geschwindigkeitsverlauf bei Teilung=1 in der Abströmung der Vorleitschaufeln in ME1	61
5.7	Gegenüberstellung des idealen Druckrückgewinnkoeffizienten c_p zum experimentell Erreichten	62
5.8	Vergleich der Druckrückgewinnkoeffizienten für den 10° und den 15° Diffusor in MV2 am Diffusoraustritt über drei Schaufelteilungen	64
5.9	Vergleich der Totaldruckverluste für den 10° und den 15° Diffusor in MV2 am Diffusoraustritt über 3 Schaufelteilungen	65
5.10	Vergleich der Zuströmgeschwindigkeit und -winkel in ME1 am Diffusoreintritt über eine Schaufelteilung für unterschiedliche Staffelungswinkel der Vorleitschaufeln	67
5.11	Vergleich der umfangsgemittelten Zuströmgeschwindigkeit und -winkel in ME1 am Diffusoreintritt für unterschiedliche Staffelungswinkel der Vorleitschaufeln	68
5.12	Vergleich der Geschwindigkeitsdefekte und Turbulenzintensitäten im Nachlauf auf halber Kanalhöhe in ME1 am Diffusoreintritt für unterschiedliche Staffelungswinkel der Vorleitschaufeln	69
5.13	Vergleich der Grenzschichtgrößen an den Strömungskanalwänden in ME1 am Diffusoreintritt für unterschiedliche Staffelungswinkel der Vorleitschaufeln	70

5.14 Vergleich der Energie- und Impulsparameter am Diffusorein- (ME1) und -austritt (MV2) für unterschiedliche Staffelungswinkel der Vorleitschaufeln . . .	71
5.15 Vergleich der umfangsgemittelten Abströmgeschwindigkeiten und -winkel in MV2 für unterschiedliche Staffelungswinkel der Vorleitschaufeln	72
5.16 Vergleich der Druckrückgewinnwerte in MV2 für die Vorleitstaffelungswinkel $\alpha_{s0} = 103,2^\circ$ und $\alpha_{s0} = 107,2^\circ$	73
5.17 Vergleich der Turbulenzgrade in (MV2) für die Vorleitstaffelungswinkel $\alpha_{s0} = 99,2^\circ$ (links) und $\alpha_{s0} = 103,2^\circ$ (rechts)	74
5.18 Periodisch instationäre Zuströmbedingungen auf der mittleren Kanalhöhe in ME1 bei 20Hz Drehfrequenz des Speichenrotors mit 3mm Speichendurchmesser und 40 Speichen	76
5.19 Periodisch instationäre Zuströmbedingungen auf der mittleren Kanalhöhe in ME1 bei 20Hz Drehfrequenz des Speichenrotors mit 40 Speichen: Vergleich der Speichendurchmesser 1mm und 3mm	77
5.20 Vergleich des Druckrückgewinns c_p in Abhängigkeit des Speichendurchmessers (links 1mm, rechts 3mm), oben stationäre Messung, Mitte 200Hz Speichenfrequenz, unten 800Hz Speichenfrequenz mit piezoresistiven Sensoren	79
5.21 Vergleich der Nachlaufstrukturen in MV2, 5mm von der Diffusoraußenwand entfernt und in der Diffusormitte für 40 Speichen Ø3mm mit 5Hz und 20Hz Rotorfrequenz	81
5.22 Kippwinkel und Turbulenzgrad am Vordiffusoraustritt in MV2 für den 15° Diffusor bei stationären Zuströmbedingungen	82
5.23 Gemessene Geschwindigkeit in MV2 für die ungestörte Zuströmung (links) und Gegenüberstellung der umfangsgemittelten Geschwindigkeiten mit und ohne Nachläufe (rechts)	83
5.24 Fast-Fourier-Transformation der instationären Wanddrucksignale an den Diffusorpositionen $z/l = 0,33$ (links) und $z/l = 0,93$ (rechts) für verschiedene Speichenfrequenzen	84
5.25 Vergleich des Druckrückgewinnkoeffizienten c_p , des Verlustbeiwertes λ , des Energieparameters α_{En} und des Impulsparameters β_{Imp} für verschiedene Flammrohrabstände hinter dem Vordiffusor in MV2	87
5.26 Vergleich der Geschwindigkeitsverläufe für verschiedene Flammrohrabstände hinter dem Vordiffusor in MV2	88
5.27 Vergleich der Geschwindigkeitsverläufe hinter dem Vordiffusor in MV2 für verschiedene Drosselzustände der Ringkanäle	91

5.28 Vergleich der umfangsgemittelten Geschwindigkeitsverläufe am Vordiffusoraustritt in MV2 (links) und 5mm vor dem Flammrohr (rechts) für verschiedene Drosselungen der Ringkanäle	92
5.29 Vergleich der Druckrückgewinnkoeffizienten am Vordiffusoraustritt in MV2 für verschiedene Drosselungen der Ringkanäle	93
5.30 Vergleich der massengemittelten Diffusorgrößen am Vordiffusoraustritt in MV2 für verschiedene Drosselungen der Ringkanäle	94
5.31 Vergleich der Maßnahmen zur Steigerung des Druckrückgewinnkoeffizienten für den 10° Diffusor	96
A.1 Abströmbedingungen am Vordiffusoraustritt (MV2): Geschwindigkeitsverlauf auf halber Diffusorkanalhöhe über den kompletten Umfang (links), Drehwinkel α_4 über Kanalhöhe und drei Schaufelteilungen (rechts)	110
B.1 Ölanstrichbild und Zuordnung der Nachläufe hinter den Nachleitschaufeln für den 15° Diffusor	112
C.1 Instationärer statischer Druckverlauf an der Diffusoraußenwand bei den Nachlauffrequenzen -200Hz und 200Hz für den 15° Diffusor und 3mm Speichen (40Stck.)	114
C.2 Instationärer statischer Druckverlauf an der Diffusoraußenwand bei Nachlauffrequenzen von 300Hz bis 800Hz für den 15° Diffusor und 3mm Speichen (40Stck.)	115
C.3 FFT-Analyse der piezoresistiven Drucksensoren an den Wandpositionen 0,02 bis 0,63 bei unterschiedlichen Nachlauffrequenzen für den 15° Diffusor und 3mm Speichen (40Stck.)	116
C.4 FFT-Analyse der piezoresistiven Drucksensoren an den Wandpositionen 0,73 bis 0,93 bei unterschiedlichen Nachlauffrequenzen für den 15° Diffusor und 3mm Speichen (40Stck.)	117
D.1 Bestimmung der Massenstromverteilung in der Brennkammer: Druckmessstellen (links), Drosselfläche (rechts)	119
D.2 Geschwindigkeitsverlauf im Ringkanal für verschiedene Massenströme und Drosselstellungen (links), statische Druckverteilung hinter der Messstrecke (rechts)	119

Formel- und Abkürzungsverzeichnis

Lateinische Großbuchstaben

	Einheit	
A	m^2	Querschnittsfläche
AR		Flächenverhältnis
B		Versperrungsfaktor
D		Diffusionszahl
Ma		Machzahl
$NACA$		National Advisory Committee for Aeronautics
P		Bernsteinpunkte
R	$\text{J}/(\text{kgK})$	Gaskonstante für Luft
Re		Reynoldszahl
ΔR	Ω	Widerstandsänderung
R_0	Ω	Widerstand im ungedehnten Zustand
S	m	Strecke entlang einer Stromlinie
T	K	Temperatur
\dot{V}	m^3/s	Volumenstrom

Lateinische Kleinbuchstaben

	Einheit	
a	m/s	Schallgeschwindigkeit
b	m	Schaufelhöhe
c	m/s	Absolutgeschwindigkeit
c_p		statischer Druckrückgewinn

c_p	J/(kgK)	spezifische Wärmekapazität
c_W		Widerstandsbeiwert
d	m	Flammrohrabstand zu Vordiffusoraustritt
d_S	m	Speichendurchmesser
f	Hz	Frequenz
f_M		Minderdurchsatzfaktor
h	m	Kanalhöhe ($r_G - r_N$)
m	kg	Masse
\dot{m}	kg/s	Massenstrom
n	U/min	Drehzahl
p	bar	Druck
r	m	Radius
s	m	Sehnenlänge
s_d	%	drehmomentfreier Punkt der Schaufel
t	s	Zeit
t	m	Teilung
u	m/s	Umfangsgeschwindigkeit
u_τ	m/s	Wandschubspannungsgeschwindigkeit
w	m/s	Relativgeschwindigkeit
x	m	Kartesische Koordinate
y	m	Kartesische Koordinate
y^+		Dimesionsloser Wandabstand $y^+ = \frac{\rho u_\tau \delta}{\mu}$ mit $u_\tau = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}}$
z	m	Koordinate in Achsenrichtung

Griechische Buchstaben

	Einheit	
α	°	Absolutwinkel
β	°	Relativwinkel
γ	°	Kippwinkel
δ	m	Grenzschichtdicke
Δ		Differenz
ϵ_D	$\mu\text{m}/\text{m}$	Dehnung
η		Wirkungsgrad
λ		Totaldruckverlustziffer
μ	$\text{kg}/(\text{ms})$	dynamische Viskosität
ν	m^2/s	kinematische Viskosität
τ	s	Speichenperiodendauer
τ_W	N/m^2	Wandschubspannung
Θ	°	Diffusoröffnungswinkel
κ		Isentropenexponent
φ		Umfangswinkel, Durchflusszahl $\varphi = \frac{c_{ax}}{u}$
ρ	kg/m^3	Dichte

Indizes

	Einheit	
0		Eintritt Vorleitrad
1		Austritt Vorleitrad
2		Eintritt Speichenrotor
3		Austritt Speichenrotor
4		Eintritt Nachleitschaufel
5		Austritt Nachleitschaufel
a		äußerer Ringraum der Brennkammer
ax		Axialkomponente
i		innerer Ringraum der Brennkammer
ideal		ideal
m		Mittelwert
ref		Referenz, Umgebung
stat		statische Größe
tot		Totalgröße
u		Umfangskomponente

A	Austritt Vordiffusor
AP	Auslegungspunkt
B	Bernsteinpolynom
BP	Betriebspunkt
FL	Feuchte Luft
FI	Flammrohr
E	Eintritt Vordiffusor
G	Gehäuse
Korr	korrigierter Wert
Mitte	Rohrmitte
ME1	Messebene 1 Diffusoreintritt
Mess	Messwert
MV2	Messvolumen 2 Diffusorausstritt
N	Nabe
PB	Primärluftbohrungen
Ref	Referenz

1 Einleitung

Moderne Gasturbinen unterliegen in der heutigen Zeit strengen Auflagen bezüglich ihrer Schadstoffemissionen. Gleichzeitig werden von den Betreibern hohe Anforderungen an die Effizienz und die Lebensdauer der Gasturbinen gestellt. Zum Erreichen dieser Ziele, die nicht in unmittelbarem Einklang miteinander stehen, ist eine stetige Weiterentwicklung der bereits hoch entwickelten Technologie erforderlich. Durch die Entwicklung von Gasturbinen mit hohen Wirkungsgraden und geringem Schadstoffausstoß können Ressourcen nachhaltig geschont werden. Diese Forderung gewinnt zusätzlich an Bedeutung, wenn der weltweit steigende Energiebedarf und der prognostizierte Zuwachs an Fluggästen berücksichtigt werden.

Der Optimierungsprozess beginnt mit einer effizienten Verbrennung der zumeist fossilen Brennstoffe in der Brennkammer, setzt sich in der Minimierung der Verluste in den Gasturbinenkomponenten fort und bedingt besonders bei Fluggasturbinen eine kompakte und leichte Bauweise. Das Erreichen hoher Ausbrandgrade bei geringen Schadstoffemissionen in der Verbrennung ist Gegenstand umfangreicher Forschungsaktivitäten und führte bereits zu neuen Verbrennungskonzepten wie der mageren Verbrennung mit hohem Luftüberschuss, der Verbrennung mit vorgemischtem und vorverdampften Brennstoff usw. Alle diese neuen Konzepte bedingen eine Veränderung der Verbrennungsluftmengen und erfordern eine stabile Strömung zur Gewährleistung einer homogenen Verbrennung.

Der Brennkammerdiffusor, welcher die Strömungsgeschwindigkeit der zugeführten Verbrennungsluft reduziert, bestimmt am Eintritt in die Brennkammer die Strömungseigenschaften. Die Aufteilung der Verbrennungsluft und die Stabilität der Strömung in der Brennkammer werden maßgeblich durch die Strömungsführung im Brennkammerdiffusor beeinflusst. Eine gezielte Anpassung der Strömung an die Erfordernisse der modernen Verbrennungskonzepte bedarf meist einer Veränderung der Brennkammergeometrie. Die Beherrschung und das Verständnis der Strömungsvorgänge im Diffusor sind folglich eine Voraussetzung für die Einstellung einer betriebspunktunabhängigen Luftmengenverteilung in der Brennkammer.

In der Gasturbine befindet sich der untersuchte Diffusor zwischen dem Verdichter, der unter Druckerhöhung dem Verbrennungsprozess die angesaugte Luft zuführt, und der Brennkammer. Durch die Einbausituation ist die Strömung im Diffusor den Einflüssen der umgebenden

Gasturbinenkomponenten ausgesetzt. Zum einen ist die Eintrittsbedingung am Diffusor durch die periodisch instationäre Strömung charakterisiert, die durch die Wechselwirkung der zur Druckerhöhung im Verdichter rotierenden Schaufeln mit den stillstehenden Schaufeln entsteht. Zum anderen üben die Brennkammerkomponenten stromabwärts des Diffusors einen Einfluss auf die Strömung im Diffusor aus. Hier ist insbesondere das Flammrohr zu nennen, innerhalb dessen die Verbrennung stattfindet und welches den Querschnitt in der Abströmung aus dem Diffusor teilweise versperrt. Die durch diese Ein- und Austrittsrandbedingung hervorgerufene Veränderung der Diffusorströmung ist Schwerpunkt der durchgeführten experimentellen Untersuchungen. Dabei soll ermittelt werden, welche Einflüsse sich besonders günstig bzw. negativ auf die Stabilität und die Effizienz des Diffusors auswirken. Es wird die Möglichkeit eröffnet, die Ergebnisse der klassischen Einzelkomponentenauslegung des Brennkammerdiffusors mit jenen der realen Einbausituation in der Gasturbine zu vergleichen. Der Trend zur Kooperation verschiedener Triebwerkshersteller bei der Entwicklung von Flugtriebwerken, mit dem Ziel das Risiko und die immensen Entwicklungskosten aufzuteilen, verleiht der Untersuchung der Koppelung der Teilkomponenten zusätzliche Bedeutung. Die notwendige Definition von Schnittstellen zwischen den Teilsystemen, die von den unterschiedlichen Herstellern entwickelt werden sollen, setzt die Kenntnis der Wechselwirkungen zwischen den Gasturbinenhauptkomponenten voraus, was in Bezug auf den Brennkammerdiffusor in dieser Arbeit untersucht werden soll.

In Kapitel 2 werden die bisher erzielten Erkenntnisse in Bezug auf Brennkammerdiffusoren dargestellt und die relevanten Diffusorkennzahlen eingeführt. Daran schließt sich in Kapitel 3 die Behandlung der für die Untersuchungen entwickelten Versuchsanlage und deren strömungsmechanische bzw. aerodynamische Auslegung an. Darin stehen im Besonderen die Auslegung des beschaufelten Ringdiffusors und der zur Erzeugung der variablen Eintritts- und Austrittsrandbedingungen erforderlichen Gasturbinenkomponenten im Vordergrund. Hierzu gehört der dem Eintritt des Diffusors vorgeschaltete modellierte Axialverdichter, der die Umlenkung der Strömung und die periodisch instationären Wechselwirkungen zwischen den stillstehenden und rotierenden Schaufelrädern des Verdichters hervorruft. Zur Einstellung einer mittleren drallfreien Abströmung aus dem beschaufelten Diffusor wurde eine numerische Berechnung des Strömungsgebietes im Schaufelkanal der Diffusorschaufeln durchgeführt, um die Ausrichtung der Schaufeln in der Strömung festzulegen.

Kapitel 4 setzt sich mit der Darstellung der Wirkungsweise, der Erprobung, der Kalibration, der Messgenauigkeit und mit der Datenerfassung und -auswertung der verwendeten Messmethoden auseinander. Es kommen Pitot- und Fünflochsonden für zeitlich gemittelte und Kreuzdrahtsonden wie auch piezoresistive Druckaufnehmer für zeitlich hochauflösende Messungen der Strömungsgrößen zum Einsatz.

Die erzielten Ergebnisse aus der Variation der Eintritts- und Austrittsrandbedingungen wer-

den in Kapitel 5 zunächst einzeln untersucht und im Anschluss daran die Effekte in ihrer Kombination beurteilt. Im Einzelnen wird zuerst der Einfluss von Betriebspunktschwankungen in Bezug auf Veränderungen der Durchflussmenge und entstehender Fehlanströmungen an den Diffusorscheiteln ermittelt. In diesem Zusammenhang wird der Strömungszustand in der Grundkonfiguration des Versuchsaufbaus beschrieben. Die Überlagerung von periodischen Schwankungsanteilen der Strömungsgrößen in der Zuströmung des Diffusors erlaubt danach durch Variation der Erzeugungsparameter die Beurteilung der Wirkung von periodischen Instationaritäten auf die Diffusorströmung. Im Anschluss daran werden die Abströmbedingungen des Diffusors durch eine Umgestaltung der Brennkammergeometrie untersucht. Die Versuche umfassen eine Veränderung der Flammrohrposition und der Luftverteilung in der Brennkammer. In einer abschließenden Betrachtung soll herausgefunden werden, ob beim Zusammenwirken der zuvor einzeln untersuchten Effekte eine Kopplung der Einflussparameter erkennbar wird oder ob sich die Beeinflussung der Diffusorströmung durch die Randbedingungen vollkommen unabhängig voneinander einstellt.

Die dargestellten und diskutierten Ergebnisse werden in Kapitel 6 zusammengefasst und abschließend bewertet.

2 Allgemeine Grundlagen

Diffusoren finden in den unterschiedlichsten technischen Anwendungen ihren Einsatz. Die Aufgabe von Diffusoren besteht darin, die Geschwindigkeit eines strömenden Fluids zu reduzieren und diese kinetische Energiedifferenz möglichst vollständig in einen statischen Druckaufbau zu wandeln. Auf diese Weise können durch die Verzögerung der Strömung zum Austritt des Diffusors hin höhere statische Drücke erzielt werden. In Gasturbinen werden Diffusoren zur statischen Druckerhöhung und Geschwindigkeitsreduktion zwischen dem Verdichter und der Brennkammer und in stationären Gasturbinen zusätzlich auch am Austritt der Turbine eingebaut. Die Absenkung der hohen Austrittsgeschwindigkeit der Strömung aus dem Verdichter ist für die effektive, stabile Verbrennung in der sich stromab befindlichen Brennkammer erforderlich. Der Aufbau eines Brennkammerdiffusor einer Fluggasturbine ist in Abbildung 2.1 dargestellt. In stationären Gasturbinen, deren Aufgabe nicht in einer Schuberzeugung durch den austretenden Impuls, sondern in der Abgabe einer Wellenleistung besteht, wird die am Austritt der Turbine enthaltene kinetische Energie im Diffusor in Druck umgesetzt, um die Carnot'schen Stoßverluste beim Austritt der Strömung in die Umgebung zu minimieren. Bei vorgegebenem Umgebungsdruck am Austritt des Diffusors ergibt sich daraus ein statischer Unterdruck hinter der Turbine.

Der Verzögerungsvorgang der Strömung wird im Diffusor durch eine Zunahme der durchströmten Querschnittsfläche erreicht. Laut Kontinuitätsgleichung muss zum Erhalt des Massenstroms bei Unterschallströmung die Geschwindigkeit mit zunehmender durchströmter Fläche abnehmen. Gleichzeitig steigt der statische Druck in der Strömung an. Der bei diesem Vorgang zwischen Ein- und Austritt erzielte statische Druckrückgewinn wird als Druckdifferenz auf die kinetische Energie am Eintritt des Diffusors bezogen. Der Quotient c_p gibt das Vermögen des Diffusors an, die Strömung zu verzögern:

$$c_p = \frac{p_{\text{statA}} - p_{\text{statE}}}{\frac{\rho}{2} \bar{c}_{aE}^2}. \quad (2.1)$$

Die geometrische Gestaltung des Flächenzuwachses bestimmt die Belastung der Strömung, welche sich in Richtung des steigenden statischen Druckes ausbreiten muss. Folgen die Stromlinien vom Eintritt zum Austritt des Diffusors der Konturgebung der strömungsbegrenzenden

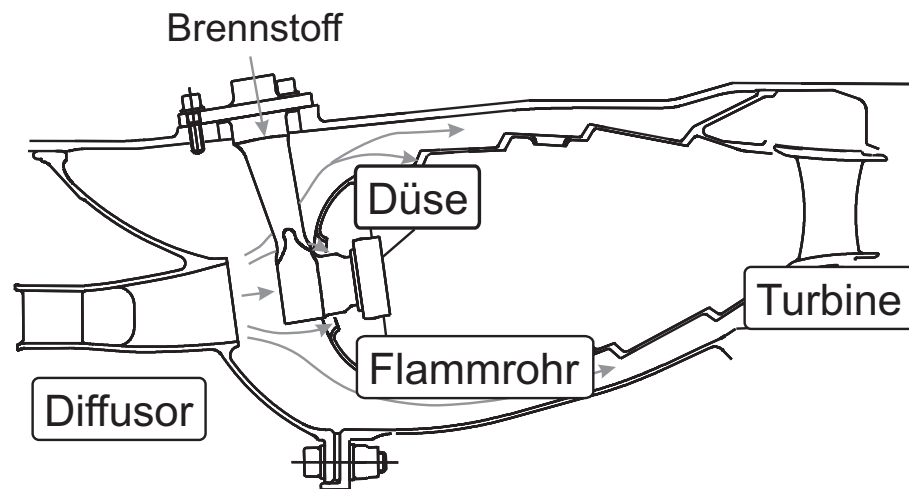


Abb. 2.1: Gasturbinenbrennkammer BR710, mit freundlicher Genehmigung von Rolls-Royce Deutschland

Wände, so lässt sich für inkompressible Fluide unter Annahme einer reibungsfreien Strömung der ideale Druckrückgewinn aus der Energiegleichung von Bernoulli und der Kontinuitätsgleichung bestimmen:

$$c_{p_{id}} = 1 - \frac{1}{AR^2}. \quad (2.2)$$

Aus Gleichung (2.2) folgt, dass der ideale Druckrückgewinn für die getroffenen Annahmen nur vom Flächenverhältnis AR des Ein- und Austrittsquerschnittes des Diffusors abhängig ist. Die Strömung im realen Diffusor unterliegt jedoch den strömungsmechanischen Eigenschaften des Fluids, wodurch dem Flächenzuwachs innerhalb des Diffusors Grenzen gesetzt sind. Die Kenngrößen, die zur Beschreibung der Geometrieigenschaften des Diffusors und der damit verbundenen Druckrückgewinne notwendig sind (vgl. Abbildung 2.2), wurden von Sovran und Klomp [56] auf folgende Verhältnisse eingegrenzt:

Durch die Diffusorlänge l wird bei gegebenem Flächenverhältnis und der Eintrittskanalhöhe h_E die mittlere Verzögerung festgelegt, welche die Strömung innerhalb des Diffusors durchläuft:

$$\frac{dc}{dS} = -\frac{1}{\rho} \frac{dp}{dS} \frac{1}{c}. \quad (2.3)$$

Die stärkste Verzögerung erfährt nach der Eulergleichung (2.3) die Stromlinie mit der geringsten Geschwindigkeit. Dies führt am Austritt zu einer Verstärkung der Inhomogenitäten, welche bereits am Eintritt des Diffusors vorliegen. Wolf et al. [68] stellten fest, dass sich der

- $\frac{l}{h_E}$ Längenverhältnis
- $AR = \frac{A_A}{A_E}$ Flächenverhältnis

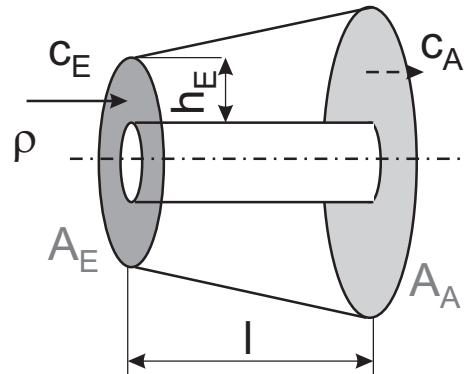


Abb. 2.2: Charakteristische Diffusorgrößen

Druckrückgewinn durch die ungleichmäßige Verteilung der Geschwindigkeitsprofile verschlechtert.

In den Grenzschichten an den Diffusorwänden, in denen die Geschwindigkeiten aufgrund der Viskosität des Fluides bis zum Erreichen der festen Wand auf den Wert Null abfallen, ist die Verzögerung sehr ausgeprägt. Wird die Grenzschicht nicht mit einem ausreichendem Maß an kinetischer Energie aus der Hauptströmung versorgt, kommt es besonders bei Diffusoren mit kurzen Bauformen und großen Flächenverhältnissen nach einer gewissen Lauflänge und Aufdickung der Grenzschicht zu einem Strömungsabriss. Der von der wandfernen Strömung der Grenzschicht aufgeprägte Druckanstieg führt infolge des geringeren Impulses der wandnahen Strömung zu einer Umkehrung der Strömungsrichtung in diesem Gebiet. Die entstehende Rückströmung induziert Wirbel, deren Strukturen in kleinere Wirbel zerfallen und unter Anhebung der inneren Energie dissipieren. Die Ablösewirbel versperren den effektiven Strömungsquerschnitt im Diffusor und bewirken neben einer Absenkung des Flächenverhältnisses und des Druckrückgewinns zusätzliche Strömungsverluste. Die Verluste äußern sich in einer Reduktion des Totaldruckes, die ähnlich wie der Druckrückgewinn als dimensionslose Kennzahl angegeben werden kann:

$$\lambda = \frac{p_{\text{totE}} - p_{\text{totA}}}{\frac{\rho}{2} c_{\text{axE}}^2}. \quad (2.4)$$

Die Bauformen von Diffusoren lassen sich in ebene und rotationssymmetrische Diffusoren unterteilen, wobei bei letzteren noch zwischen Kegeldiffusoren und Ringdiffusoren unterschieden werden kann. Ebene Diffusoren wurden aufgrund ihrer einfachen Geometrie und der geringen Anzahl möglicher Parameter bereits sehr ausgiebig in Rechteckkanälen erforscht (vgl. Reneau et al. [46]). Dies trifft auch für Kegeldiffusoren zu, für die unter Variation der Flächenverhältnisse

und Längenverhältnisse die optimalen Betriebspunkte gefunden wurden. Für die Auslegung von Diffusoren mit maximalen Druckrückgewinnen wurden von Sovran und Klomp [56] aus einer Vielzahl von Messungen Diagramme erstellt, aus denen die Druckrückgewinnbeiwerte für vorgegebene Flächenverhältnisse und Längenverhältnisse bestimmt werden können. Bei Missachtung dieser Auslegungsdiagramme kann es bei Überschreiten der zulässigen Flächenverhältnisse bzw. Unterschreiten der minimalen Diffusorlängen zu stark verlustbehafteten Ablösungen kommen. Die Systematik dieser Ablösungen und die Ausdehnung des Ablösegebietes haben Ashjaee [3] und Weiser [67] untersucht. Erste Ablösungen wurden bei einem Öffnungswinkel der Diffusoren von $2\Theta = 10^\circ$ festgestellt. Die für die Turbomaschinen relevanten Bauformen sind jedoch Ringdiffusoren, welche sich von den Kegeldiffusoren durch eine zusätzlich vorhandene Nabe in der Kanalmitte des Diffusors unterscheiden. Sovran und Klomp [56] erstellten auch für diese Bauformen Auslegungsdiagramme und konnten die Unabhängigkeit der Druckrückgewinne von den zusätzlichen Geometriefreiheitsgraden wie z.B. dem Nabenwinkel (anstelle eines geraden Rohres als stumpfer Kegel ausgeführt) nachweisen. Die Wirkungen der Geometrieänderungen konnten auf die bereits eingeführten Flächenverhältnisse und Längenverhältnisse zurückgeführt werden.

Der Einfluss der Konturgebung der Diffusoraußenwände auf die Grenzschichtbelastung der Strömung und den Druckrückgewinn wurde anhand von geraden, glockenförmigen und trompetenförmigen Außenwänden durch verschiedene Autoren verglichen. Je nach Formgebung ergeben sich für glockenförmige Diffusoren am Eintritt große Erweiterungsverhältnisse, die zum Austritt stark abnehmen. In trompetenförmigen Diffusoren wird der größte Flächenzuwachs am Austritt erreicht. Bei geraden Außenwänden nimmt der Gehäuseradius gleichmäßig zu. Nach Untersuchungen von Suter et al. [62] und Carlson et al. [15] zeigen sich zwischen den Varianten Unterschiede im statischen Druckrückgewinn von 5%, bei Carlson sogar von 20%. Besonders ungünstig wirkte sich die trompetenförmige Kontur auf den Druckrückgewinn aus. Zwischen der glockenförmigen und geradwandigen Formgebung wurde zwar die positive Eigenschaft der hohen Grenzschichtbelastung am Eintritt des glockenförmigen Diffusors hervorgehoben, ein wesentlicher Unterschied im Druckaufbau konnte jedoch gegenüber der geradwandigen Variante nicht festgestellt werden. Im Gegensatz dazu sagte BenKahled [10] bei seinen Auslegungsrechnungen mit dem glockenförmigen Diffusor einen um 4% höheren Druckrückgewinn als bei einem geradwandigen Diffusor gleichen Flächenverhältnisses voraus. Der gleiche Druckrückgewinn würde demnach schon nach $\frac{3}{4}$ der axialen Baulänge des geradwandigen Diffusors erreicht werden. Besonders in Fluggasturbinen, in denen die axiale Baulänge des Diffusors zur Gewichtersparnis möglichst gering gehalten werden sollte, hat diese Bauform Potenzial.

Der Diffusor ist durch seine Einbauposition in der Gasturbine der Abströmung von Turbomaschinen ausgesetzt. Die Merkmale dieser Abströmung sind zum Einen eine stark ausgeprägte

Grenzschicht in Kombination mit ungleichmäßigen Geschwindigkeitsprofilen und zum Anderen ein erhöhter Turbulenzgrad. Stromabwärts ist die Strömung am Austritt des Diffusors der Potenzialwirkung der Brennkammerkomponenten ausgesetzt.

Stevens und Williams [59] untersuchten die Wirkung der Grenzschichtdicke auf die Diffusorströmung. Sie variierten die Grenzschichtdicke am Eintritt zweier Ringdiffusoren mit identischem Flächenverhältnis $AR = 2$ und unterschiedlichen Längenverhältnissen $l/h_E = 5$ (10°) bzw. $l/h_E = 7,5$ ($6,65^\circ$) durch Verlängerung des Einlaufkanals. Mit zunehmender Länge des Einlaufs nahm die Grenzschichtdicke bis zur vollausgebildeten Kanalströmung zu und verschlechterte bis zum Erreichen der 12fachen Länge des hydraulischen Durchmessers des Eintrittskanals den Druckrückgewinn und die Verlustzahl der Diffusoren. Wurde die Einlaufänge darüber hinaus erweitert, dominierten die gleichzeitig steigenden Turbulenzgrade in der Zuströmung den Druckrückgewinn im Diffusor und erhöhten wieder die c_p -Werte. Kline [37] und Reneau [46] konnten in ebenen Diffusoren ebenfalls die negative Wirkung der Versperrung des Anströmquerschnittes aufgrund der erhöhten Grenzschichtdicken nachweisen.

Eine Veränderung des Druckrückgewinns in Bezug auf die Ungleichförmigkeit des Geschwindigkeitsprofils am Diffusoreintritt wurde von Wolf et al. [68] für ebene Diffusoren und von Kaiser et al. [31] für Kegeldiffusoren festgestellt. In beiden Fällen kommt es durch die Störung der Zuströmung zu einer früher einsetzenden Ablösung des Diffusors. Bei Generierung einer Scherströmung am Eintritt des Diffusors kommt es an der schlechter durchströmten Seite des Kanals zu einer Ablösung. Die Wirkung der Scherströmung als Eintrittsrandbedingung in Ringdiffusoren wurde von Sakai et al. [51] numerisch berechnet und mit Messungen verglichen. Dabei stellte sich heraus, dass die von der gleichmäßigen Anströmung abweichende Scherströmung zu schlechteren Diffusorwirkungsgraden führt. Die Deformation des Geschwindigkeitsprofils in der Anströmung und das darin enthaltene Maximum verstärken sich zum Austritt des Diffusors, woraus sich der schlechtere Druckrückgewinn ergibt. Bei der Variation des Maximums der Geschwindigkeitsprofile über der Eintrittskanalhöhe wurde eine Reduktion des Druckaufbaus festgestellt, wenn sich das Geschwindigkeitsmaximum in der oberen Kanalhälfte befindet. Das Austrittsprofil ist dann sehr inhomogen und bewirkt den reduzierten Druckrückgewinn. Nach diesen Untersuchungen ist bei am Eintritt vorliegender Scherströmung ein hoher Impuls in der unteren Kanalhälfte an der Nabe anzustreben. Die Inhomogenität der Geschwindigkeit am Eintritt des Diffusors wird von Klein [34] in einen direkten Zusammenhang mit den Verlusten gestellt, die im Diffusor entstehen.

Der Turbulenzgrad in der Anströmung wurde durch Schobeiri [53] in ebenen Diffusoren und von Stevens et al. [59] in Ringdiffusoren variiert. Schobeiri stellte fest, dass durch das Anbringen einer Stolperkante an der Rohrwand der Zuströmung die Ablösung der Strömung im Diffusor hinausgezögert werden kann. Die stromaufwärts angeordnete Stolperkante verursacht

zwar eine dickere Grenzschicht, aber gleichzeitig erzwingt sie auch einen Umschlag der laminaren in eine turbulente Grenzschicht. Der Turbulenzgrad der Hauptströmung wird durch die sich ablösenden Wirbel an den Stolperkanten erhöht. Durch den erhöhten Turbulenzgrad in Wandnähe verbessert sich der Austausch der kinetischen Energie besonders auch quer zur Hauptströmungsrichtung und versorgt die energetisch schwache Grenzschicht mit höherem Strömungsimpuls. Die abgelöste Diffusorströmung bei 14° Öffnungswinkel konnte durch den Einsatz der Stolperkante zum Wiederaanlegen gebracht werden. Stevens und Williams [59] bestätigten diese Beobachtung in ihren Versuchen, in denen sie durch zusätzliche Variation der Einlauflänge klar zwischen dem Effekt der Grenzschichtdicke und des erhöhten Turbulenzgrades durch die Stolperkante unterscheiden konnten. Durch Anbringen eines grobmaschigen Siebes am Einlauf in die Versuchsstrecke erhöhten sie den Turbulenzgrad und verbesserten damit den Druckrückgewinn um bis zu 20%.

Ein weiterer Strömungsparameter, der sich förderlich auf den Druckrückgewinn im Diffusor besonders bei teilweise abgelöster Strömung auswirkt, ist der Drall. McDonald [42] konnte einen abgelösten Kegeldiffusor zum Wiederaanlegen bringen, indem er der Zuströmung eine Umfangskomponente aufprägte. Gute Resultate wurden bei hochbelasteten Diffusoren mit einem Strömungswinkel von 10° erzielt. In Ringdiffusoren zeigten Lohmann et al. [41], dass eine drallbehaftete Zuströmung mit etwa 10° (entgegen der Verdichterlaufrad-Drehrichtung) nur dann Sinn macht, wenn eine ablösegefährdete Diffusorströmung vorliegt. Der Drall bewirkt durch die Fliehkraft eine von der Nabe zum Gehäuse hin zunehmende statische Druckverteilung, die den Austausch der Hauptströmung mit der Nabenströmung erschwert. Daher neigt die Strömung an der Nabe zu Ablösungen, die sich auch in Untersuchungen von Vassiliev et al. [65] an einem Turbinendiffusor zeigten. Zur Außenwand hin wirkt der Drall stabilisierend.

Da der Brennkammerdiffusor der hochturbulenten und instationären Strömung des Verdichters ausgesetzt ist, wurden von zahlreichen Autoren Versuche mit vorgeschalteten Axialverdichtern durchgeführt. Erste Messungen dieser Art wurden von Adenubi [2] veröffentlicht, der insgesamt drei Diffusoren verschiedener Öffnungswinkel (5° , 10° , 15°) hinter einem einstufigen Axialverdichter untersuchte. In der 10° -Variante fand er einen um 14% besseren Druckrückgewinn gegenüber den Messungen mit stationärer Zuströmung von Sovran und Klomp. Auch in einem Vergleich mit einem siebenstufigen Axialverdichter und einer Tandemkaskade wurde diese Tendenz von Stevens et al. [58] bestätigt. Klein et al. [33] optimierte den Abstand zwischen dem Verdichteraustritt und dem Diffusoreintritt, um möglichst geringe Verluste zu erhalten. Die bis zu 30% geringeren Verluste stellten sich bei einem Abstand von der doppelten Schaufelsehnenlänge ein. Stevens, Harasgama und Wray [57] stellten fest, dass sich die Inhomogenitäten nach vier Schauffellängen hinter dem Verdichter mit der Hauptströmung ausgemischt haben. Sie konnten nur eine geringe Zunahme des Totaldruckverlustes verzeich-

nen, wenn der Verdichter näher am Diffusoreintritt positioniert wurde. Dafür begünstigte der geringe Abstand die Stabilität des Geschwindigkeitsprofils am Diffusoraustritt. Die Stabilität und die Wechselwirkung zwischen Verdichter und Diffusor wurde von Greitzer [23] theoretisch und experimentell untersucht. Lange Diffusoren hatten hier eine destabilisierende Wirkung auf das Betriebsverhalten des Verdichters. Zierer [69] betont ebenfalls die starke Kopplung der beiden Systeme Verdichter und Diffusor und kommt zu dem Schluss, dass besonders bei ablösenaher Strömung im Diffusor der Einfluss von Turbulenz und Versperrung am Eintritt an Bedeutung gewinnt. Barker und Carrotte [5], [6] beobachteten einen deutlichen Druckanstieg, wenn sich die Geschwindigkeitsdefekte in der Abströmung des Verdichters innerhalb des Diffusors mit der Hauptströmung vermischen und ausgleichen. Dieser Mischungsprozess ist insbesondere für den radialen Transport von Fluid und die Gleichmäßigkeit der Diffusorströmung am Umfang von Vorteil. In einer weiteren Untersuchung [7] optimierten sie die Position der Verbrennungsluftöffnungen im stromabwärts des Diffusors gelegenen Flammrohr, um die dort immer noch vorhandenen Verdichtereinflüsse zu berücksichtigen. Die innerhalb des Sonderforschungsbereiches SFB568 [61] beobachteten periodischen Instationaritäten aufgrund der rotierenden Verdichterschaufeln wurden wegen der deutlich höheren Anzahl der Schaufeln und dem größeren Abstand des Verdichters zum Flammrohreintritt in der Untersuchung von Barker [7] nicht festgestellt.

Die strömungsmechanische Stabilität des Diffusors in Bezug auf die gleichförmige Beaufschlagung des stromabwärts angeordneten Flammrohres untersuchten Carrotte et al. [17] und Honami [28]. Dabei wurde bei zu großen Flammrohrabständen vom Diffusoraustritt eine oszillierende wechselseitige Beaufschlagung des Flammrohres gemessen. Durch die Gestaltung des Diffusors als Vordiffusor mit einem sich anschließenden Stoßdiffusor und geringen Flammrohrabständen konnte die Strömung in der Umgebung des Flammrohres stabilisiert werden.

Neben der Vermeidung der wechselseitigen Umströmung des Flammrohres durch seine richtige Positionierung, übt das Flammrohr auch einen positiven Einfluss auf den Druckrückgewinn im Vordiffusor aus. Das Flammrohr, dessen halbkreisförmige Vorderseite auf halber Kanalhöhe hinter dem Diffusor angeordnet ist, teilt die austretende Diffusorluft und drängt durch die Versperrung in der Kanalmitte die Strömung an die Diffusorwände. Die Strömung wird in der Kanalmitte verzögert und zu den Diffusorwänden hin beschleunigt. Dadurch erfolgt ein Transport von kinetischer Energie in die Randzonen des Diffusors, was den Druckaufbau begünstigt. Fishenden et al. [21], Carrotte et al. [16] und Hestermann et al. [26] bestimmten die sich einstellenden Verbesserungen des c_p -Wertes in ihren Brennkammergeometrien für den Diffusor und bilanzierten auch die gesamte Brennkammer.

Weitere Steigerungen des Diffusorwirkungsgrades wurden durch eine Reduktion der Totaldruckverluste im Stoßdiffusor von Honami et al. [29] erzielt. Sie passten die Neigung der

Brennkammerwände an der Stelle, wo die Strömung aus dem Vordiffusor in den Stoßdiffusor mündet, an die Wiederanlegelänge des Freistrahls an den Brennkammeraußenwänden an. Durch die kürzere Strecke, welche die Strömung durch die schrägen Wände in der Brennkammer zum Wiederanlegen benötigt, werden geringere Totaldruckverluste erzeugt, ohne dabei die Ablösung im Stoßdiffusor - mit ihren günstigen Eigenschaften auf die gleichmäßige Umströmung des Flammrohres - vollkommen zu unterbinden. Auch bei unsymmetrischen Eintrittsbedingungen am Vordiffusor konnte so der Diffusorwirkungsgrad verbessert werden. Inoue et al. [30] beziffern diesen Vorteil mit 5% bei einem optimierten Spaltabstand zwischen Flammrohrdom und den schrägen Stoßdiffusorwänden.

Es gibt eine Vielzahl von Veröffentlichungen, in denen versucht wird, sich der Diffusorströmung durch Lösung der Strömungsgleichungen zu nähern. Um den Rechenaufwand zu reduzieren, wurden bis heute die zur numerischen Berechnung des Strömungsgebietes eingesetzten Turbulenzmodelle auf ihre Tauglichkeit hin untersucht, die stationäre Strömung im Diffusor wiederzugeben. Für die Strömung im Vordiffusor erzielten dabei Raab [45] und Abrahamsen [1] auch für drallbehaftete Randbedingungen gute Resultate. Hier zeigte sich die Turbulenzmodellierung mit dem *realizable $k - \epsilon$* -Modell als besonders geeignet, um die Drallströmung wiederzugeben. Bei der Erweiterung des Problemgebietes auf den gesamten Brennkammerdiffusor mit Stoßdiffusor wurde der Druckrückgewinn des Systems durch die numerische Simulation zwar recht gut erfasst, die Vorhersage des Totaldruckverlustes hingegen wich deutlich von den gemessenen Werten ab (vgl. Little et al. [40]). Die experimentelle Untersuchung des komplexen Strömungsgebietes in der Brennkammer nimmt in der Entwicklung dieser Systeme demnach weiterhin einen hohen Stellenwert ein. Insbesondere dann, wenn sich die Randbedingungen am Eintritt des Diffusors über der Zeit stark verändern und eine instationäre numerische Simulation des Problemgebietes sehr zeitaufwändig machen.

Die in der vorliegenden Arbeit vorgestellten Ergebnisse wurden folglich vorwiegend aus experimentellen Untersuchungen gewonnen. In der neu entwickelten Versuchsanlage sollte insbesondere die Wirkung der periodischen Abströmbedingungen des Verdichters auf den Brennkammerdiffusor untersucht werden. Ermöglicht durch die Verwendung eines modellierten Axialverdichters, können die in der instationären Verdichterabströmung auftretenden Effekte entkoppelt voneinander hervorgerufen und deren Einfluss auf die Diffusorströmung analysiert werden. Der von den zitierten Autoren beobachtete günstige Einfluss des erhöhten Turbulenzgrades auf den Betriebszustand des Diffusors, dessen Anstieg entweder durch den Einsatz von Sieben oder durch die Verwendung eines Axialverdichters in der Zuströmung erzielt wurde, konnte in der Versuchsanlage bei sonst konstanten Randbedingungen gezielt variiert und erforscht werden.

3 Die Versuchsanlage

Zur Untersuchung des Einflusses des stromauf gelegenen Verdichters und der stromab gelegenen Brennkammergeometrie auf die Strömungsvorgänge in Brennkammerdiffusoren von Gasturbinen wurde eine Versuchsanlage entwickelt und erstellt. Die Anlage erlaubt die systematische Erforschung der Auswirkungen von Betriebspunktveränderungen des Verdichters und die dadurch verursachten Variationen der Turbomaschinenabströmung auf die Strömung in den stromab gelegenen Brennkammerkomponenten. Des Weiteren können einige für die Brennkammerströmung charakteristische Geometrien verändert werden.

Im Folgenden werden der Aufbau der Anlage und die gewählten Auslegungskriterien zum Design des Verdichters, der Diffusorgeometrie und die Abmessungen der Brennkammer dargestellt.

Die Messstrecke befindet sich als austauschbares Modul in der Ansaugstrecke eines Radialverdichters (5) (siehe Abbildung 3.1). Umgebungsluft wird von dem Radialverdichter durch einen Ansaugkorb (1) mit integriertem Strömungsgleichrichter an einer Massenstrommessstelle (2) vorbei durch die Messstrecke (3) und die Beruhigungsstrecke gesaugt. Ein Asynchronmotor mit Schleifringläufer und 600kW Antriebsleistung (6) ermöglicht mittels eines Anlasswiderstandes und eines Vordrallreglers (4) die stufenlose Einstellung des Luftmassenstroms im Bereich von 4 kg/s bis 18 kg/s bei Druckverhältnissen von 1,02 bis 1,3.

Die Messstrecke (siehe Abbildung 3.2) setzt sich aus einem modellierten Verdichter, einem Diffusor und einer Ringbrennkammer zusammen.

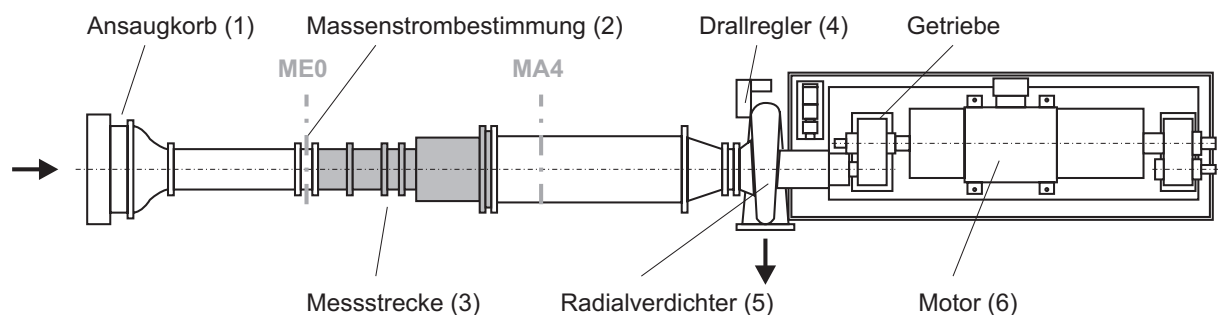


Abb. 3.1: Versuchsanlage

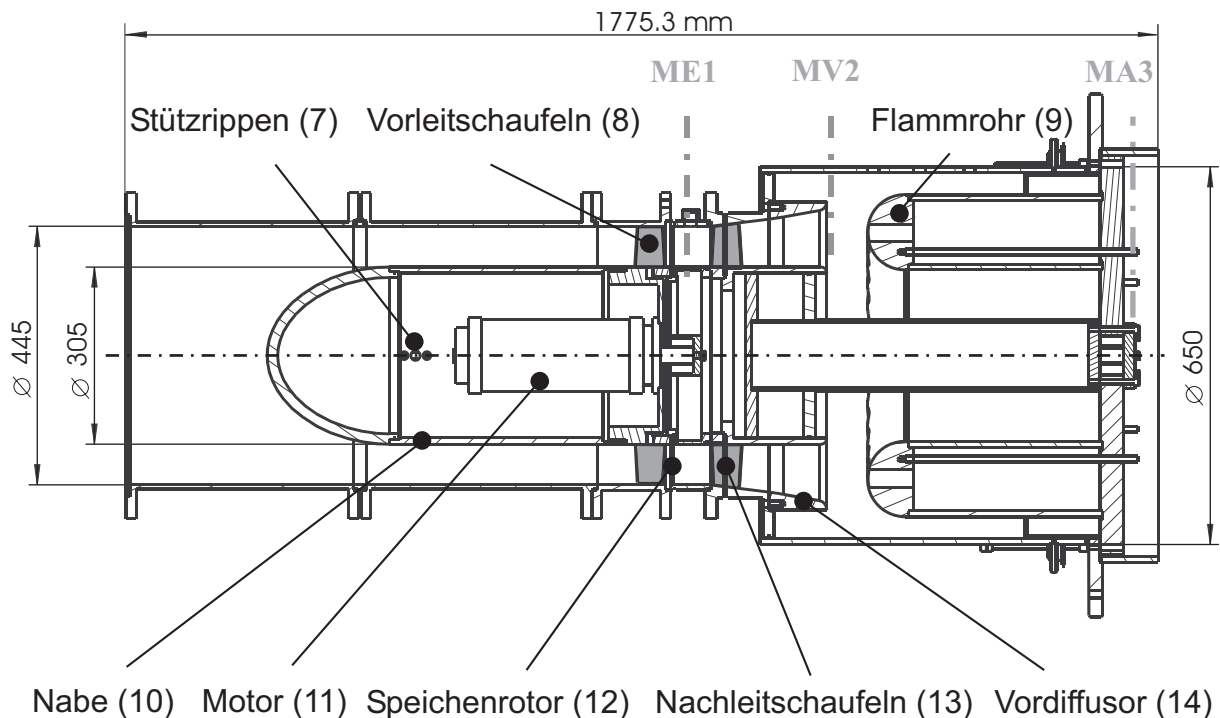
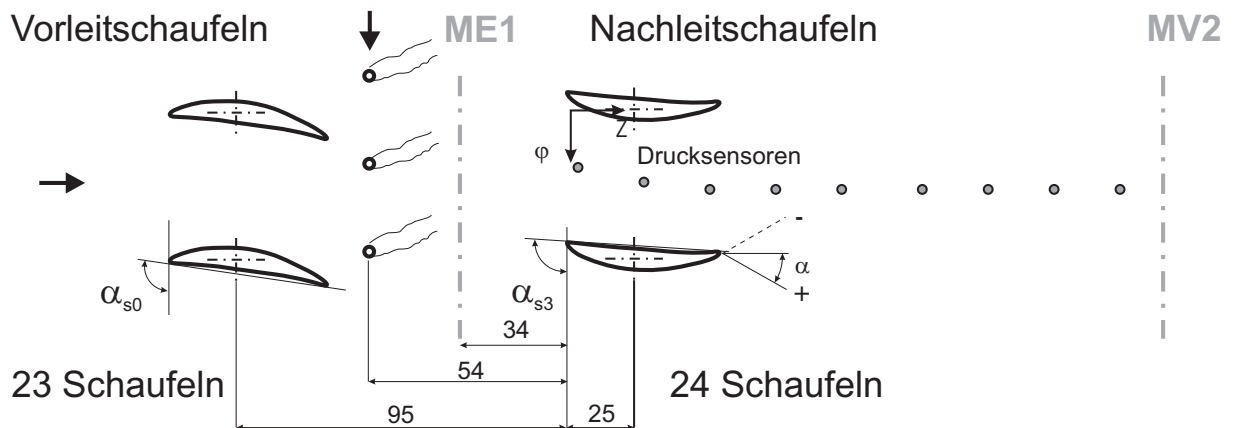


Abb. 3.2: Messstrecke

Die gleichgerichtete Strömung aus dem Bienenwabengitter des Ansaugtrichters wird durch eine Nabe (10) in der Mitte des Messstreckenkanals in einen Ringquerschnitt überführt und dem modellierten Verdichter zugeführt. Das Nabenverhältnis zwischen Naben- und Gehäusedurchmesser beträgt 0,69. Der Verdrängungskörper der Nabe ist von elliptischer Form, um die aus der Strömungsumlenkung resultierenden Totaldruckverluste gering zu halten. Die Nabe ist über drei Stützschaukeln (7) an ihrer Vorderseite und über die Vorleitschaufeln (8) des Verdichters am strömungsführenden Außenrohr befestigt. Der modellierte einstufige Verdichter setzt sich aus dem genannten Vorleitgitter, einem Speichenrotor (12) und einem Nachleitgitter (13) zusammen (vgl. Abbildung 3.3). Zusammen mit der verstellbaren Vorleiteinrichtung wird mit dem Speichenrotor der reale Verdichterrotor simuliert. Dabei können verschiedene Betriebszustände des Verdichters durch die Frequenz der rotierenden Speichen wie auch durch den Staffelungswinkel der verstellbaren Vorleitschaufeln hergestellt werden. Der Vorteil dieser Konfiguration gegenüber der beschauelten Rotorvariante liegt in der freien Wahl der Drehzahl des Rotors, da aufgrund des kreisförmigen Profils der Speichen keine Anströmwinkel berücksichtigt werden müssen. Durch die Wahl des Speichenrotors anstelle eines beschauelten Verdichterlaufrades reduziert sich der aus der geringeren Umlenkung resultierende Energieaufwand zum Betreiben des Rotors. Der verwendete wassergekühlte Asynchronmotor (11) kann dadurch in der Nabe der Versuchsanlage eingebaut werden. Das Kabel zur Stromver-

Abb. 3.3: Modellierter 1 $\frac{1}{2}$ -stufiger Verdichter

sorgung sowie die Leitungen des Vor- und Rücklaufes der Wasserkühlung werden dem Motor über die drei Stützschaufeln zugeführt. Die Nachleitschaufeln des Verdichters sind, wie teilweise zur Bauraumeinsparung in Fluggasturbinen ausgeführt, in den Diffusor (14) integriert. Die Umfangsposition der Nachleitschaufeln kann bezogen auf die Abströmung der Vorleitschaufeln durch 17 gleichmäßig am Umfang verteilte Bohrungen in den Verbindungsflanschen variiert werden. Weil die Anzahl der Schaufeln (24) und der Löcher (17) mathematisch keinen gemeinsamen Teiler besitzen, lassen sich die Statoren in 17 unterschiedlichen Umfangspositionen untereinander anordnen. Die verzögerte Strömung mündet aus dem Vordiffusor in den Brennkammervorraum, was mit einer sprungartigen Querschnittserweiterung verbunden ist. Diese Art von Diffusoren wird als „Dump-Diffuser“ bezeichnet und zeichnet sich durch stabile Strömungsführungseigenschaften bei unterschiedlichen Betriebspunkten der Gasturbine aus [58]. Das Flammrohr (9) der Ringbrennkammer befindet sich stromabwärts des Vordiffusoraustritts und simuliert in der Versuchsanlage die Aufteilung der Verdichterluft in Kühl- und Verbrennungsluft. Während ein Teil der primären Verbrennungsluft durch die 30 gleichmäßig am Umfang verteilten Bohrungen (\varnothing 0,03m) dem Flammrohr zugeführt wird, strömen die Zwischen-, Kühl- und Mischluft durch die beiden Ringkanäle ober- und unterhalb des Flammrohres in die Beruhigungskammer. Innerhalb des Modellflammrohres findet keine Verbrennung statt. Die Messstrecke ist am Eintritt in die Beruhigungsstrecke durch eine Gummidichtung von den mechanischen Schwingungen des Radialverdichters entkoppelt.

Das primäre Untersuchungsgebiet befindet sich zwischen dem Rotor und dem Flammrohr in der Brennkammer. Zwei Messbereiche wurden bei der Konstruktion berücksichtigt, um die Strömungsschwankungen bei ihrer Entstehung (ME1) und in ihrer Wechselwirkung mit dem Diffusor und der Brennkammer (MV2) messen zu können. Die Messachsen MA3 und MA4 dienen zur Kontrolle der Abströmung der Versuchsanlage.

3.1 Diffusorauslegung

Der Diffusor befindet sich zur Geschwindigkeitsreduktion und zum statischen Druckrückgewinn zwischen dem Verdichter und der Brennkammer von Gasturbinen. In der Brennkammer ist das Herabsetzen der Geschwindigkeit auf Machzahlen von üblicherweise $Ma \leq 0,25$ für die Verbrennungsvorgänge erforderlich. Hohe Strömungsgeschwindigkeiten würden die Totaldruckverluste aufgrund der aufwändigen Strömungsführung in der Brennkammer erhöhen. Darüber hinaus würden gegebenenfalls auch die Flammenausbreitungsgeschwindigkeit überschritten und die axiale Ausdehnung des Flammrohres der Brennkammer vergrößert, um die erforderlichen Verweilzeiten des Brennstoffes im Flammrohr zur vollständigen Verbrennung einhalten zu können.

Die Anforderungen an den Diffusor in Gasturbinen bestehen darin, einen möglichst hohen Druckrückgewinn durch eine verlustarme Verzögerung der Strömung innerhalb kürzester Baulängen zu realisieren und über einen weiten Betriebsbereich der Gasturbine gleichartige Strömungsverhältnisse in der Brennkammer herbeizuführen. Gerade die letzte Forderung steht in engem Zusammenhang mit der Kühlung der Flammrohrwände, der Effizienz der Verbrennung und der radialen Temperaturverteilung am Brennkammeraustritt. Bei stark unsymmetrischer Umströmung des Flammrohres können Schäden am Flammrohr selbst, hoher Schadstoffaustritt und eine Reduktion der Lebensdauer der Turbinenschaufeln die Folge sein.

Die zwei in Fluggasturbinen zum Einsatz kommenden Diffusorprinzipien (siehe Abbildung 3.4) haben Biaglow [12] und Fishenden et al. [21] grundlegend untersucht und einander gegenübergestellt.

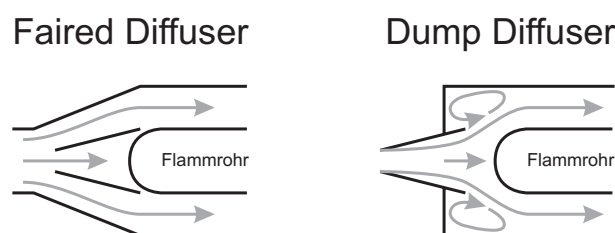


Abb. 3.4: Diffusorprinzipien für Flugtriebwerke

Der bis zu diesem Zeitpunkt meist verwendete „Faired-Diffuser“ überführt die Strömung möglichst aerodynamisch und verlustarm vom Verdichter zum Flammrohr der Brennkammer. Der „Dump-Diffuser“ löste aufgrund der Untersuchungsergebnisse der oben genannten Autoren den „Faired-Diffuser“ ab. Die als günstiger befundene Diffusorbauform setzt sich aus einem Vordiffusor, in dem bei ablösenaher Strömung ein Großteil der kinetischen Energie in statischen Druck umgesetzt wird, und einer sprunghaften Querschnittserweiterung zusammen.

Im zweiten Teil, dem Stoßdiffusor, wird im Vergleich zum „Faired-Diffuser“ zwar ein deutlich größerer Totaldruckverlust erzeugt, gleichzeitig bewirkt die rückspringende Kante aber eine Verkürzung des axialen Bauraums und eine Verbesserung der Stabilität der Strömung bei Betriebspunktveränderungen oder herstellungsbedingten Geometrieabweichungen. Diese Vorteile werden durch die Sekundärwirbel erreicht, die zwischen dem Austritt des Vordiffusors und dem Wiederanlegepunkt der Hauptströmung in den Ecken des Carnotdiffusors entstehen. Diese Wirbel passen sich an die Betriebszustände der Gasturbine an und unterstützen die gleichmäßige Umströmung des Flammrohres (vgl. Fishenden et al. [21] und Carrotte et al. [16], [17]). Im „Faired-Diffuser“ hingegen, dessen Trennlippen für die Aufteilung der Verbrennungsluft im Startfall optimal ausgerichtet sind, konnte Klein [35] unter Teillastbedingungen der Gasturbine eine Fehlanströmung der Trennlippen feststellen, die zu Ablösungen und einer wechselseitig umschlagenden Umströmung des Flammrohres führte. Durch die ungleichmäßige Luftverteilung konnte eine Filmkühlung nicht aufrecht erhalten werden und verursachte heiße Stellen am Flammrohr. Hoher Schadstoffausstoß und eine ungünstige Turbineneintrittstemperaturverteilung waren weitere Folgen. Dieses Umschlagen der Strömung haben auch Honami et al. [28] im „Dump-Diffuser“ beim Flammrohrabstand $d/h_E = 3$ und der Reynoldszahl $Re = 2 \cdot 10^3$ visualisiert und quantifiziert, konnten dies aber bei geringer werdenden Flammrohrabständen zum Vordiffusoraustritt verhindern.

Wegen der genannten Vorteile wurde der Brennkammerdiffusor in der vorliegenden Arbeit als „Dump-Diffuser“ ausgelegt. Der Schwerpunkt liegt dabei auf der Auslegung des Vordiffusors.

Der optimale Diffusorwirkungsgrad wird bei ablösenaher Strömung entlang der gesamten Diffusorwand erreicht (vgl. Kapitel 2). In diesem Fall sind die Wandschubspannungen τ_W , die aufgrund der reibungsbehafteten viskosen Strömung in der entstehenden Grenzschicht vorliegen, minimal. Kim [32] nutzte die Bedingung $\tau_W = \text{konst.}$ als Auslegungskriterium für die Festlegung der Diffusorkontur, was er als Äquilibriumcharakter der Grenzschicht bezeichnete. Gegenüber dem Optimalfall der verschwindenden Wandschubspannung sollte aber genügend Abstand gehalten werden, um einer Ablösung und einer stark verlustbehafteten Rückströmung vorzubeugen. Da die Grenzschicht am Eintritt des Diffusors noch sehr dünn ist, kann die Belastung in diesem Bereich stärker ausfallen. Dies äußert sich in der Zulässigkeit einer stärkeren Verzögerung der Strömung. Mit zunehmender Lauflänge der Grenzschicht entlang der Diffusorwand muss der Druckgradient abnehmen, um der dicker werdenden Grenzschicht Rechnung zu tragen. Fernholz [20] führte die Aufstellung einer Integralbedingung für den Impuls und die Energie der Grenzschicht auf die gleichen Schlussfolgerungen. Das weiterentwickelte Integralverfahren von BenKahled [10] hat ebenfalls diese als glockenförmig bezeichnete Diffusorkontur als Optimum zur Lösung. Die Autoren fanden heraus, dass die der Grenzschichtentwicklung angepassten Konturen bei gleichen Flächenverhältnissen und Längenverhältnissen zu deutlich

besseren Druckrückgewinnen führen (vgl. Kapitel 2).

Aufgrund der in den Diffusor integrierten Nachleitschaufeln in der Versuchsanlage ergibt sich durch die Verzögerung der Strömung eine zusätzliche Grenzschichtbelastung im ersten Abschnitt des Diffusors. Durch die Wahl einer geradwandigen Kontur des Diffusors, die innerhalb der axialen Ausdehnung der Schaufeln einen geringeren Öffnungswinkel aufweist als im nachfolgenden Teil des Diffusors, wird eine der Glockenform ähnlichen Grenzschichtbelastung erreicht.

Zur Auswahl des erforderlichen Flächenverhältnisses bei vorgegebenem Längenverhältnis fanden die durch systematische Variation der geometrischen Parameter gefundenen Ergebnisse von Sovran und Klomp [56] Anwendung. In dem Auslegungsdiagramm 3.5 für Ringdiffusoren, das für Reynoldszahlen von $Re \approx 6,0 \cdot 10^5$ und eine Versperrung $B_E = 2\delta_1/h_E = 0,02$ gilt, sind Isolinien gleicher c_p -Werte über dem Flächenverhältnis und dem Längenverhältnis aufgetragen. Das zu einem gegebenen Längenverhältnis zugehörige Flächenverhältnis zum Erreichen des maximalen Druckrückgewinns ist durch die Linie c_p^* gekennzeichnet. Der Diffusor hat hier einen großen Öffnungswinkel und die Wandgrenzschicht befindet sich nahe der Ablösung. Umgekehrt kann zu einem vorgegebenen Flächenverhältnis der größtmögliche Druckrückgewinn gefunden werden, wenn das Längenverhältnis über der Linie c_p^{**} im Diagramm abgetragen wird. Der Diffusor wird dabei so weit in die Länge gezogen, bis die Wandreibungseffekte den durch den geringeren Öffnungswinkel verbesserten statischen Druckaufbau aufheben. Das Überschreiten der c_p^{**} -Linie hin zu höheren Diffusorlängen führt zu einer Zunahme der Wandreibungsverluste und zu langsam abfallenden c_p -Werten. Oberhalb der c_p^* -Linie nimmt der Druckrückgewinn aufgrund der ablösenden Wandgrenzschicht rapide ab. Eine bemerkenswerte Beobachtung der Autoren war, dass die Versperrung am Eintritt des Diffusors zwar einen erheblichen Einfluss auf den Druckrückgewinn ausübt, die eingetragenen Linien für den bestmöglichen Druckrückgewinn sich hingegen nicht verschieben. Die Abhängigkeiten der Kennlinien von der Reynoldszahl sind laut Traupel [63] ab einem Wert von $Re > 10^5$ und unterhalb einer Machzahl von $Ma < 0,7$ vernachlässigbar. Die ausgewählten geometrischen Abmessungen für den beschauelten Teil des Vordiffusors mit $2\Theta = 7^\circ$ und die beiden stromabfolgenden auswechselbaren Teile mit den Öffnungswinkeln $2\Theta = 10^\circ$ und $2\Theta = 15^\circ$ sind im Diagramm 3.5 eingetragen. Beide Diffusorteile haben eine Länge von 0,1m und ein auf die Zuströmkanalhöhe $h_E = 0,07m$ bezogenes Längenverhältnis von $l/h_E = 1,43$. Die Belastung der Grenzschicht im gering beanspruchten ersten Diffusorteil wird im Abschnitt 3.3 durch die Auslegung der Verzögerungswirkung der Nachleitschaufeln ausgeschöpft.

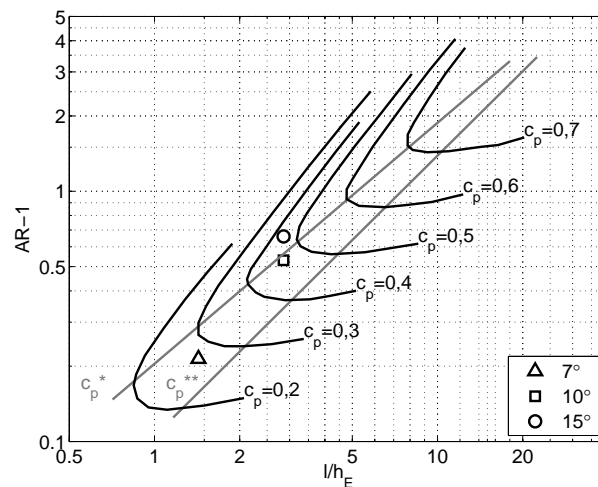


Abb. 3.5: Optimale Geometrien zum Druckrückgewinn in Ringdiffusoren nach Sovran und Klomp [56]

3.1.1 Diffusorkontur

Der Übergang zwischen den linear verlaufenden Außenkonturen des Diffusors wurde mit Hilfe von Bernsteinpolynomen B_k gestaltet. Die auf diese Weise erzeugten Funktionen sind differenzierbar und in der ersten und zweiten Ableitung stetig. Die letzte Eigenschaft ist für die Belastung der Grenzschicht von Vorteil, da die zweite Ableitung der Konturfunktion die Beschleunigung darstellt, welche die Strömung erfahren muss, um der Wandkontur zu folgen. Das Bernsteinpolynom mit der Ordnung n und der Anzahl $k = n + 1$ der Punkte wird durch folgenden Zusammenhang abgebildet:

$$B_k^n(t) = \binom{n}{k} t^k (1-t)^{n-k} \quad 0 \leq t \leq 1. \quad (3.1)$$

Für den Binomialkoeffizienten gilt:

$$\binom{n}{k} = \frac{n!}{k! (n-k)!}. \quad (3.2)$$

Mit den wählbaren Punkten $P_k(r_k, z_k)$, die für die rotationssymmetrische Konturbestimmung in Zylinderkoordinaten anzugeben sind, ergibt sich durch Multiplikation der punktspezifischen Bernsteinpolynome mit den Punkten selbst und durch Summation über alle Anteile der

Gleichungsordnung in vektorieller Schreibweise:

$$\begin{pmatrix} r(t) \\ z(t) \end{pmatrix} = \sum_{k=1}^n \begin{pmatrix} r_k \\ z_k \end{pmatrix} B_k^n(t) \quad (3.3)$$

Zur Berechnung der Kontur wurde die Ordnung 2 festgelegt. Damit können über die vorliegenden und somit vorgeschriebenen Randpunkte $\vec{P}_{k1} = \begin{pmatrix} r_{k1}=r_{k0}+z_{k1} \cdot \tan(7^\circ) \\ z_{k1} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0,2348 \\ 0,1 \end{pmatrix} \text{m}$, $\vec{P}_{k3} = \begin{pmatrix} r_{k3}=r_{k2}+(z_{k3}-z_{k2}) \cdot \tan(15^\circ) \\ z_{k3} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0,2426 \\ 0,14 \end{pmatrix} \text{m}$ und Tangentensteigungen am Ende des ersten Teils und zu Beginn des zweiten geradlinigen Diffusorteils die benötigten Eingabepunkte bestimmt werden. Mit der zusätzlichen Bedingung, dass der Übergang möglichst gleichförmig erfolgen sollte, wurde der Schnittpunkt der beiden Diffusortangenten zur Bestimmung des Punktes $\vec{P}_{k2} = \begin{pmatrix} r_{k2}=r_{k1}+(z_{k2}-z_{k1}) \cdot \tan(7^\circ) \\ z_{k2} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0,2372 \\ 0,12 \end{pmatrix} \text{m}$ herangezogen.

Zusammen mit dem konstanten Nabenradius $r_N = 0,1525 \text{m}$ lassen sich aus den Verläufen der Diffusoraußenwand für die beiden untersuchten Konfigurationen mit dem gemeinsamen Eintrittsaußenradius $r_A = 0,2225 \text{m}$ die Geometrien der zweigeteilten Vordiffusoren entlang der axialen Erstreckung $0 < z < 200 \text{mm}$ erzeugen. Am Austritt der Vordiffusoren in den Stoßdiffusor wurden die Radien $R_{b2} = 0,016 \text{m}$ bzw. $R_{b3} = 0,00825 \text{m}$ für die beiden Konfigurationen vorgesehen.

$2\Theta = 10^\circ$:

$$r(z) = \begin{cases} r_A + z \cdot \tan(7^\circ) & 0 \leq z \leq 0,1 \\ r(0,1) + R_{b1} \cdot \cos(7^\circ) - \sqrt{R_{b1}^2 - (R_{b1} \cdot \sin(7^\circ) + (z - 0,1))^2} & 0,1 < z \leq 0,1258 \\ r(0,1258) + (z - 0,1258) \cdot \tan(10^\circ) & 0,1258 < z \leq 0,187 \\ r(0,187) + R_{b2} \cdot \cos(10^\circ) - \sqrt{R_{b2}^2 - (R_{b2} \cdot \sin(10^\circ) + (z - 0,187))^2} & 0,187 < z \leq 0,2 \end{cases} \quad (3.4)$$

mit $R_{b1} = 0,5 \text{m}$.

$2\Theta = 15^\circ$:

$$r(z) = \begin{cases} r_A + z \cdot \tan(7^\circ) & 0 \leq z \leq 0,1 \\ r_1 \cdot (1-t)^2 + 2 \cdot r_2 \cdot t(1-t) + r_3 t^2 & 0,1 < z \leq 0,14 \\ r(0,14) + (z - 0,14) \cdot \tan(15^\circ) & 0,14 < z \leq 0,194 \\ r(0,194) + R_{b3} \cdot \cos(15^\circ) - \sqrt{R_{b3}^2 - (R_{b3} \cdot \sin(15^\circ) + (z - 0,194))^2} & 0,194 < z \leq 0,2 \end{cases} \quad (3.5)$$

mit:

$$t(z) = \frac{z - r_{k1}}{2 \cdot (r_{k2} - r_{k1})}. \quad (3.6)$$

Die sich daraus ergebenden Diffusorwandkonturen sind in Abbildung 3.6 dargestellt.

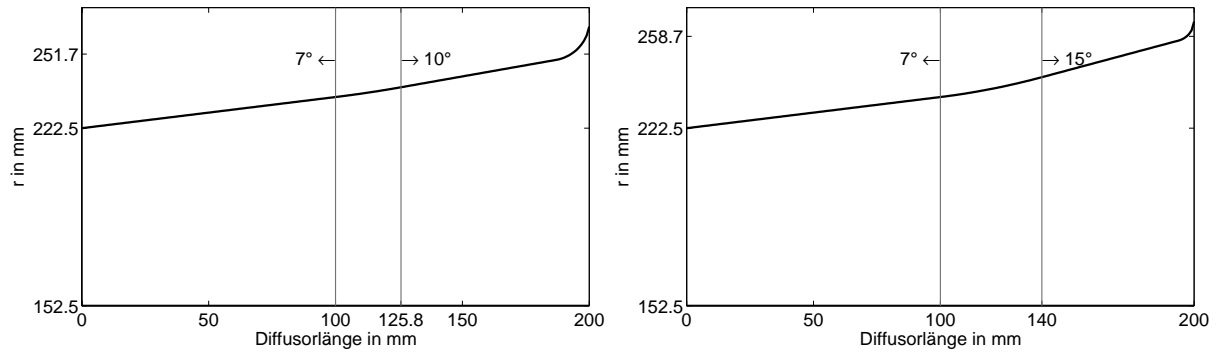


Abb. 3.6: Konturen der Konfigurationen (links: 10°, rechts: 15°)

3.2 Brennkammergeometrie

Zur Minimierung der Totaldruckverluste im Carnotdiffusor wurden die Ergebnisse der experimentellen Untersuchungen von BenKahled und Hestermann [26] herangezogen. Die Spaltweiten und Größenverhältnisse wurden an die Ringbrennkammer angepasst, da BenKahled die Versuche in einem ebenen Rechteckkanal durchgeführt hat. Die Dimensionierung erfolgte durch die Überführung der Spaltverhältnisse der zweidimensionalen Geometrie auf die Flächenverhältnisse der rotationssymmetrischen Ringbrennkammer. Die Diffusion innerhalb der Brennkammer, ausgedrückt durch das Verhältnis der Flächen zwischen den Ringkanälen inklusive der Primärluftbohrungen und der Fläche am Vordiffusoraustritt, beträgt in Abhängigkeit des eingebauten Vordiffusors:

$$\frac{A_i + A_a + \sum_{m=1}^{30} A_{PB}}{A_{A_{10^\circ}}} = 1,1, \quad \frac{A_i + A_a + \sum_{m=1}^{30} A_{PB}}{A_{B_{15^\circ}}} = 1.$$

Das Flammrohr mit der dimensionslosen Größe $H_{FI}/h_E = 1,79$ kann wahlweise in der axialen Position $d/h_E = 1$ oder $d/h_E = 2$ hinter dem Vordiffusoraustritt angebracht bzw. komplett

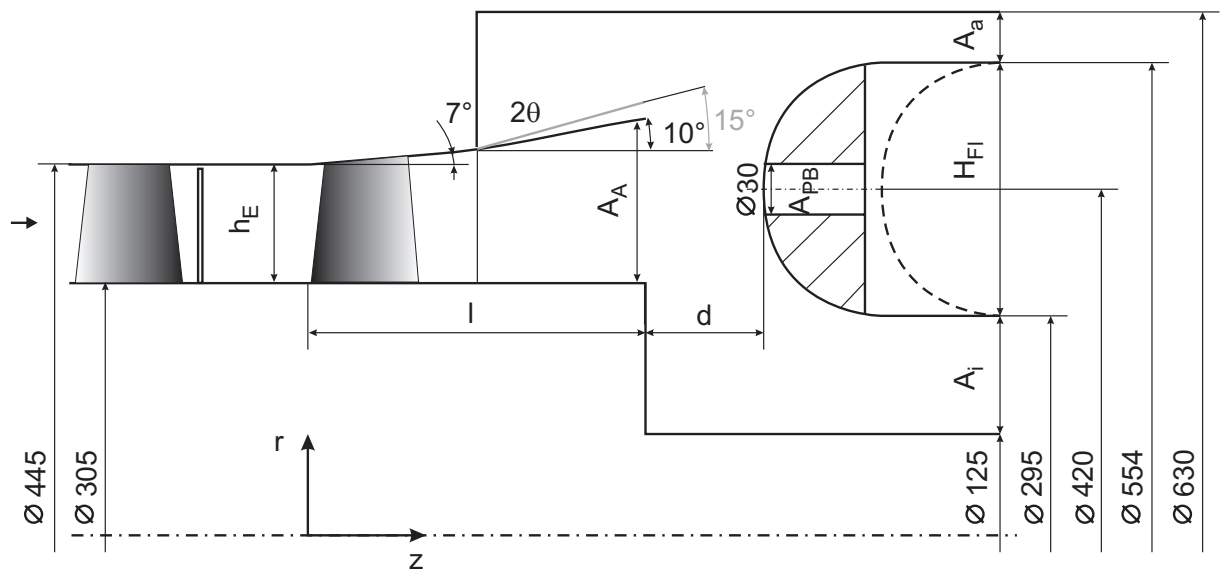


Abb. 3.7: Abmessungen der Brennkammer

entfernt werden. Die gewählten Dimensionen und Verhältnisse sind der Abbildung 3.7 zu entnehmen. Die Kontur des Flammrohrdoms ist aus Vollmaterial (PVC) als Halbkreis mit dem Radius $r=62,5\text{mm}$ ausgeführt und geht an der inneren und äußeren Flammrohrwand tangential auf die Rohre konstanten Durchmessers und der Wandstärke von 10mm über.

3.3 Schaufelauslegung

Dieses Kapitel beschreibt die Vorgehensweise zur Auslegung der simulierten $1\frac{1}{2}$ -fachen Verdichterstufe mit Speichenrotor. Ausgehend von der zusammen mit der Verzögerung des Vordiffusors zumutbaren maximalen Umlenkung des Nachleitrades bei drallfreier Abströmung in die Brennkammer wird unter Berücksichtigung der Winkeländerung durch den Speichenrotor die für die Zuströmung des Nachleitrades benötigte Vorleitradumlenkung ermittelt. Daran schließt sich eine numerische Untersuchung der ausgelegten Schaufelgeometrien an.

Wie zuvor in Kapitel 3 bereits erwähnt, wird zur Erzeugung der periodisch instationären Zuströmung zum beschaufelten Diffusor, wie sie durch die rotierenden Laufräder von Turbomaschinen entsteht, der Rotor des Verdichters aus der Kombination eines Vorleitrades und eines Speichenrotors simuliert. Dies ist zulässig, weil die Nachläufe¹ von Schaufeln und Zylinder-

¹Die Nachläufe sind Gebiete verminderter Geschwindigkeit und erhöhter Turbulenz. Sie entstehen durch die reibungsbehaftete Strömung an den Profilwänden und mischen sich mit zunehmendem Abstand vom Profil mit der Hauptströmung aus.

stäben geeigneten Durchmessers in hinreichend großem Abstand ($x/d \geq 100$) hinter den Profilen in Intensität und Form sehr gut übereinstimmen ([25], [55]). O'Brien et al. [13] untersuchten die Wirkung eines rotierenden Speichenrades in einer stationären Anströmung. Sie stellten bei gleichem Geschwindigkeitsdefekt von Schaufel- und Zylindernachläufen höhere Reynoldsspannungen in der Abströmung der Speichen fest.

Zur Bestimmung der Umlenkung im beschauften Diffusor wurde die Nachleitbeschaufelung mit Hilfe des DeHaller-Kriteriums² unter Berücksichtigung der aus der Querschnittserweiterung des Vordiffusors überlagerten Verzögerung ausgelegt. Da es sich bei dem von de Haller [19] gefundenen Zusammenhang um ein Verzögerungsverhältnis handelt, das die Grenzschichtentwicklung und Strömungsablösung am Gehäuse und an der Nabe von Axialverdichtern berücksichtigt, wurde es als besonders geeignet befunden, um die durch den Diffusor hervorgerufene Grenzschichtbelastung in die Schaufelauslegung mit einfließen zu lassen. Das Kriterium für die maximal zulässige Verzögerung der Strömung in der Nachleitschaufel wurde folglich durch das Verzögerungsverhältnis im beschauften Teil des Diffusors erweitert:

$$\frac{c_5}{c_4} = \underbrace{0,7}_{\text{DeHaller}} + \underbrace{\frac{1}{AR_{4 \rightarrow 5}}}_{\text{Diffusor}} = 0,81 \quad (3.7)$$

Daraus ergibt sich ein maximaler Umlenkwinkel in der Nachleitschaufel von $\Delta\alpha = 35^\circ$. Der Umlenkwinkel im Mittelschnitt der Schaufeln wurde auf $\Delta\alpha = 33^\circ$ festgelegt.

Aus dem Zusammenwirken der Vorleitschaufeln und des Speichenrotors sollen neben dem Anströmwinkel der Nachleitschaufeln auch die periodisch instationären Nachläufe erzeugt werden. Die Nachläufe pflanzen sich in Richtung der Relativgeschwindigkeit von den Profilhinterkanten mit der Strömung fort. Um eine zur Abströmrichtung der Vorleitschaufel realistische Verdichternachlaufströmung zu erzielen, muss der Speichenrotor in Umfangsrichtung der Strömung rotieren. Da die Umfangskomponente der Vorleitradauströmung größer ist als die Umfangsgeschwindigkeit des Rotors, wird dem Fluid Strömungsenergie entzogen.

Die durch die rotierende Speichenanordnung verursachte Umlenkung kann nach Trost [64] mit

²Das DeHaller-Kriterium besagt, dass das Geschwindigkeitsverhältnis zwischen Austritt und Eintritt der Schaufelkaskade den Wert von 0,7 nicht unterschreiten kann. Wird versucht eine größere Umlenkung bzw. Verzögerung zu erzielen, kommt es durch Sekundärströmungen zu Versperrungen, die eine Reduktion der effektiven Durchströmfläche bewirken. Als Folge daraus nimmt die Strömungsgeschwindigkeit am Austritt zu, wodurch das Geschwindigkeitsverhältnis wieder auf den Wert von 0,7 zurückgeführt wird [19].

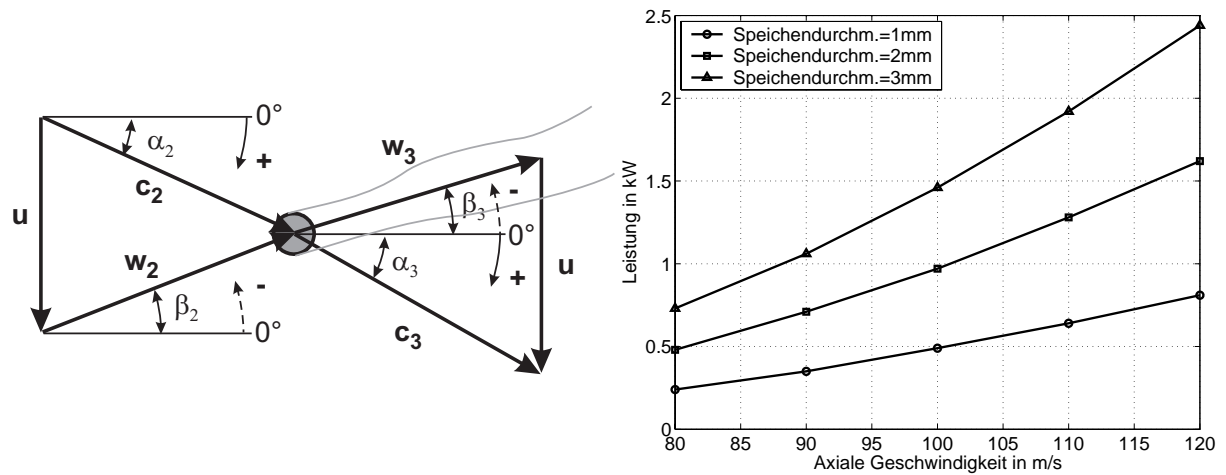


Abb. 3.8: Winkeldefinition und Leistungsübertragung des Speichenrotors

der Impulsgleichung bestimmt werden:

$$\beta_3 = \arctan \left[\beta_2 - \frac{c_W}{2} \frac{d_S}{t} \frac{\tan \beta_\infty}{\cos \beta_\infty} \left(1 + 2 \frac{d_S}{t} \cos^2 \beta_\infty \right) \right], \quad (3.8)$$

mit:

$$\beta_\infty = \arctan \left[\frac{1}{2} (\tan \beta_2 + \tan \beta_3) \right].$$

Darin haben die Größen folgende Bedeutung: β_2 = rel. Anströmwinkel, β_3 = rel. Abströmwinkel, d_S = Speichendurchmesser, t = Speichenteilung, c_W = Widerstandsbeiwert. Die Speichenumlenkung wurde für verschiedene Teilungen und Speichendurchmesser anhand der oben aufgeführten Gleichung (3.8) iterativ berechnet und die notwendige maximale Leistung bestimmt, die dem Speichenrotor zugeführt bzw. entnommen werden muss. Mit den in Abbildung 3.8 dargestellten Winkeldefinitionen ergeben sich bezogen auf die Anströmgeschwindigkeit und den Anströmwinkel die daneben aufgetragenen Leistungen.

Mit steigender Anströmgeschwindigkeit und zunehmendem Anströmwinkel, im Besonderen aber mit abnehmender Speichenteilung, erhöht sich die Umlenkung, die der Speichenverbund auf die Strömung ausübt. Die Umlenkung der Speichen beträgt für die maximale Drehzahl des Speichenrades von 1500U/min und die kleinste Teilung bei einer Speichenanzahl von 40 nicht mehr als 3°. Die resultierende maximale Leistung, die sich mit der Eulergleichung aus dem Produkt des Massenstroms, der Umfangsgeschwindigkeit und der Änderung der Umfangskomponente der Absolutgeschwindigkeit über dem Speichenrotor bestimmen lässt, erreicht bei einem Speichendurchmesser von 3mm Werte von bis zu 1,5kW. Die Leistung wird von einem

3kW wassergekühlten, frequenzgesteuerten Asynchronmotor abgeführt und über einen Bremswiderstand in Wärme umgewandelt.

Die erforderliche Umlenkung der Vorleitschaufel bestimmt sich aus der Summe der Nachleit- und Speichenradumlenkung und aus der Bedingung der angenommenen drallfreien Zuströmung am Eintritt der Vorleitbeschaufelung.

Das relativ große Nabenverhältnis macht eine dreidimensionale Auslegung der Schaufelgeometrien über der Kanalhöhe erforderlich. Die drallbehaftete Strömung im Axialspalt zwischen Vor- und Nachleitrad induziert infolge der in radialer Richtung r auftretenden Fliehkräfte einen von der Nabe zum Gehäuse hin ansteigenden statischen Druck p bei zunehmender Dichte. Unter den Annahmen:

- stationärer, reibungsfreier und inkompressibler Strömung entlang einer Stromlinie (Bernoulli),
- rotationssymmetrischer Strömung,
- vernachlässigbaren Schwerkraftpotenzials U gegenüber anderen Kräften,
- auf coaxialen Zylinderflächen verlaufenden Stromlinien, was näherungsweise auf die Axialspalte zwischen Leitrad und Laufrad zutrifft
- und konstanter Totalenthalpie entlang eines Teilflutrades

wurde mit der Navier-Stokesschen Gleichung und dem zur Lösung der Differentialgleichung gewählten Potenzialwirbelgesetzes

$$c_u \cdot r = \text{const.} \quad (3.9)$$

die von der Nabe zur Kanalauswand hin abnehmende Umlenkung der Profile so berechnet, dass die axiale Geschwindigkeitskomponente gleichförmig über dem Radius verteilt ist, und keine Versperrungen auftreten. Die Umfangskomponente nimmt demnach von der Außenwand des Strömungskanals zur Nabe hin zu, um den radialen Druckgradienten auszugleichen (einfaches radiales Gleichgewicht):

$$\frac{dp}{dr} = \rho \cdot \frac{c_u^2}{r}. \quad (3.10)$$

Die axial gleichmäßig über der Schaufelkanalhöhe verteilte Axialgeschwindigkeit ruft am Diffusoreintritt geringe Versperrungskoeffizienten α_{En} hervor und liefert auch für die Berech-

nung der dimensionslosen Diffusorkennzahlen c_p und λ (vgl. Kapitel 2) eine geeignete, über der Kanalhöhe annähernd konstante Bezugsgröße.

Zur Auslegung des radialen Gleichgewichts ist der Strömungskanal durch äquidistante Zylinderschnitte in sieben Teilfluträder unterteilt. Die der in Gleichung (3.9) formulierten Anforderung entsprechenden Umlenkungen in den Teilflutradern werden durch die Staffelungswinkel und die Profiltropfenformen der Schaufeln in den Schnittflächen bestimmt. Die einzelnen Profilschnitte sind entlang der radialen Ausdehnung des Kanals mit kubischen Splinefunktionen zu einer geschlossenen Schaufeloberfläche zusammengefügt. Bei der Verdichterauslegung haben sich für geringe Machzahlen die aus Tragflügeluntersuchungen abgeleiteten Profiltropfen aus der NACA65³ Reihe bewährt. Das Verhalten der Profile in der Gitteranordnung haben Lieblein und Johnsen [39] experimentell bestimmt. Unter Berücksichtigung von Fehlanströmung (Inzidenzwinkel) und Versperrungs- und Minderumlenkungseffekten (Deviationswinkel) wurden von den Autoren für unterschiedliche Sehnenlängenverhältnisse s/t das Umlenkvermögen Θ_S und die Verlustbeiwerte der Profile ermittelt. Mit Hilfe der Ergebnisse dieser Untersuchungen wurden die sieben Profilschnitte der Vor- und Nachleitschaufeln ausgelegt (vgl. Tabelle 3.1). Die verzögerte Strömung in der Nachleitschaufel wurde auf die Einhaltung der durch Lieblein

³Die sechsstellige NACA Profilbezeichnung setzt sich aus der Profildfamilie (65), dem cfl-Auftriebsbeiwert und der Profildicke in % der Sehnenlänge zusammen.

	<i>Vorleitschaufel</i>			<i>Speichenrotor</i>	<i>Nachleitschaufel</i>		
Radius in mm	Profil NACA65 c_{fl}	Um- lenkung in °	Sehnen- länge in mm	Um- lenkung in °	Profil NACA65 c_{fl}	Um- lenkung in °	Sehnen- länge mm
Gehäuse 222,5	1,52	28,7	50	0,3	1,62	28,4	50
210,8	1,54	30	51,67	0,4	1,65	29,6	51,7
199,2	1,57	31,4	53,3	0,5	1,65	30,9	53,3
187,5	1,63	33	55	0,7	1,67	32,3	55
175,8	1,68	34,7	65,7	0,8	1,67	33,9	56,7
164,2	1,75	36,6	58,3	1,1	1,7	35,5	58,3
152,5 Nabe	1,8	38,6	60	1,2	1,73	37,4	60

Tab. 3.1: Profilschnitte

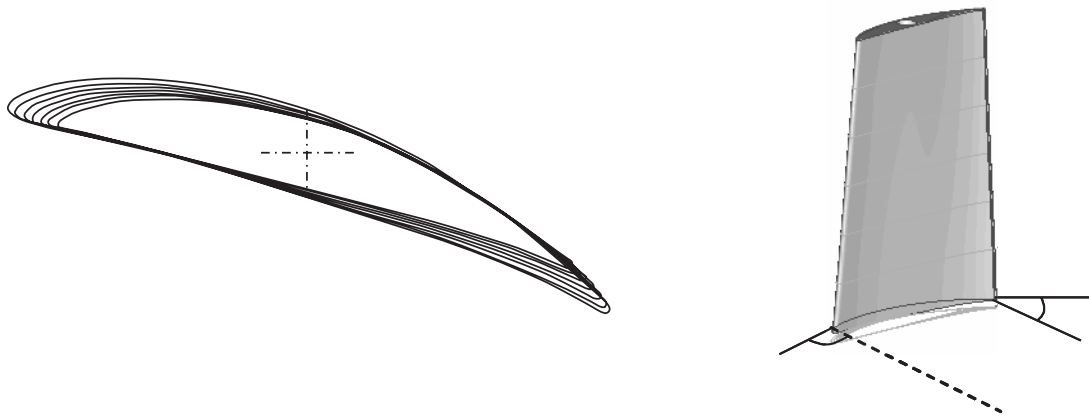


Abb. 3.9: Aus sieben Naca-Profilschnitten zusammengesetzte Vorleitschaufel

festgelegten Diffusionszahl D (Lieblein-Faktor):

$$0,15 \leq \underbrace{1 - \frac{c_5}{c_4} + \frac{c_{u4} - c_{u5}}{2 \cdot \frac{s}{t} \cdot c_4}}_D \leq 0,6 \quad (3.11)$$

auf ablösefreie, verlustarme Umströmung der Profile hin geprüft. Die Diffusionszahl wurde durch Anpassung der Schaufelsehnenlänge auf einem konstanten Wert von $D = 0,4$ gehalten. Das Schaufelhöhenverhältnis sollte laut Walsh und Fletcher [66] zwischen $1,5 \leq b_r/s \leq 3,5$ liegen um hohe Stufenwirkungsgrade, große Massendurchsätze und hohe Druckverhältnisse in den Verdichterstufen zu erzielen. Das mittlere Schaufelhöhenverhältnis der Versuchsanlage liegt aufgrund der großen Sehnenlänge bei 1,3. Die Schaufelgeometrien sind zusammen mit den Umlenk winkeln in Tabelle 3.1 angegeben. Aus den 23 Vorleitschaufeln und 24 Nachleitschaufeln ergeben sich Teilungsverhältnisse von $t/s = 0,69$ bzw. $t/s = 0,67$ an der Nabe und $t/s = 1,22$ bzw. $t/s = 1,18$ am Gehäuse.

Die in Abbildung 3.9 dargestellten Schaufeln sind mit einer durch Stereolithographie hergestellten Form im Vakuumgussverfahren um metallische Zylinderstäbe $\varnothing 5\text{mm}$ gegossen und zur Verbesserung der Oberflächengüte $R_a = 20\mu\text{m}$ nachbehandelt. Neben der Verbesserung der Festigkeit und Reduktion der Schwingungsneigung haben die zylindrischen Stahlkerne die Funktion, eine Umstaffelung der Schaufeln von $\pm 5^\circ$ zu ermöglichen.

3.3.1 Numerische Simulation der Nachleitschaufelströmung

Mit einer zweidimensionalen stationären numerischen Simulation der Strömung im Meridianschnitt des Schaufelkanals zwischen zwei Nachleitschaufen entlang des Vordiffusors wurde ein Zusammenhang zwischen dem Abströmwinkel und dem Staffelungswinkel wie auch dem Inzidenzwinkel hergestellt. Als weiteres Resultat der numerischen Untersuchung bestimmte sich aus der statischen Druckverteilung an der Schaufeloberfläche der drehmomentfreie Punkt zur Befestigung der Schaufeln.

Die Strömung des Newtonschen Fluids im Nachleitschaufelkanal wird durch die Grundgleichungen der Kontinuumsmechanik und Materialgesetze, die zur Lösung des entstehenden Gleichungssystems benötigt werden, abgebildet. Unter der Annahme inkompressibler Strömung, was für Machzahlen unterhalb von 0,3 als zulässig erachtet wird [52] und für den vorliegenden Berechnungsfall gegeben ist, vereinfacht sich das Materialgesetz für den Cauchy'schen Spannungstensor. Die Erhaltungsgleichungen aus der Kontinuumstheorie für Masse, Impuls, Drehimpuls und Energie nehmen durch Einsetzen des Tensors die Formen an, die als inkompressible Navier-Stokes Gleichungen bezeichnet werden.

Eine weitere Vereinfachung wurde durch die Verwendung der Reynoldsmittelung zur Turbulenzmodellierung getroffen. Mittels Substitution der Variablen durch die Summe ihres Mittelwerts und deren Schwankungswerte in den Erhaltungsgleichungen vereinfachen sich die Gleichungen und es entsteht ein neuer Term, der die Produkte der Schwankungsgrößen enthält. Dieser als Reynolds'scher Spannungstensor bezeichnete Term wurde unter Verwendung der Boussinesq Approximation mit dem *realizable* k - ϵ -Zweigliedungsmodell modelliert. Die von Boussinesq eingeführte turbulente Viskosität berechnet sich aus zwei zusätzlich zu lösenden Gleichungen für die turbulente kinetische Energie k und die Dissipationsrate der turbulenten kinetischen Energie ϵ .

Diese Gleichungen wurden unter Zuhilfenahme des Finite-Volumen-Verfahrens durch die Unterteilung des Problemgebietes in eine große Anzahl strukturierter Zellen diskretisiert und mit dem CFD (Computational Fluid Dynamics) Code FLUENT numerisch gelöst. Bei der Diskretisierung der Gleichungen fand das QUICK-Verfahren (Quadratic Upwind Interpolation for Convective Kinematics) Anwendung, das abhängig von der Richtung des Massenstroms die benötigten Größen auf den Gitternetzlinien mit einem Interpolationsfehler 3. Ordnung approximiert. Obwohl die mit dem Finite-Volumen-Verfahren diskretisierten Erhaltungsgleichungen die Kontinuumstheorie richtig wiedergeben, muss nach Berechnung der Geschwindigkeiten mit der Impulsgleichung gleichzeitig auch die Kontinuitätsgleichung erfüllt sein. Dies geschieht durch iterative Anpassung des Druckes an die berechneten Geschwindigkeiten im sogenannten Druckkorrekturverfahren. Bei der Berechnung der Schaufelströmung wurde das SIMPLE-Verfahren

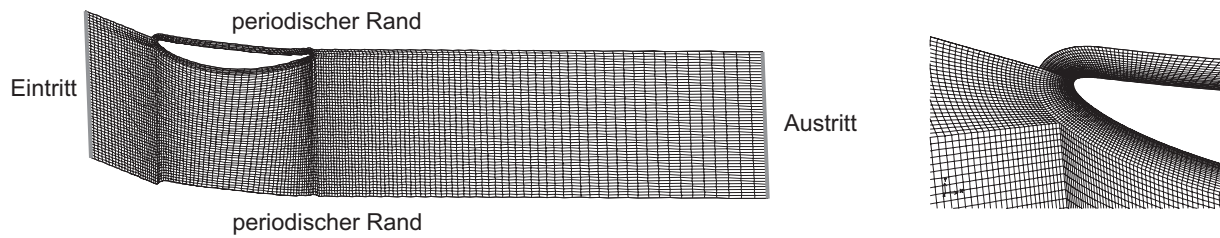


Abb. 3.10: Diskretisierung des Rechengebietes

(Semi-Implicit Method for Pressure-Linked Equations) zur Berücksichtigung der Kopplung von Druck und Geschwindigkeit eingesetzt.

Das Problemgebiet erstreckt sich über eine Schaufelteilung im Mittenschnitt des Diffusorkanals von $1\frac{1}{2}$ Schaufelsehnenlängen vor der Kaskade bis zum Vordiffusoraustritt der Versuchsanlage (vgl. Abbildung 3.10). Der zweidimensionale Strömungsbereich wurde mit einem strukturierten Netz in 26660 Zellen unterteilt, nachdem die ausreichende Diskretisierung mit einer Gitterunabhängigkeitsprüfung nachgewiesen wurde. Im wandnahen Bereich der Profile wurde eine Wandfunktion verwendet, die sich aus dem in vollausgebildeten turbulenten Strömungen gültigen logarithmischen Wandgesetz ableitet. Die Gitterauflösung an der Profilwand muss zur Verwendung des Wandgesetzes so fein sein, dass der Zellmittelpunkt der wand nächsten Zelle innerhalb der logarithmischen Schicht der Grenzschicht liegt. Diese Bedingung wird als erfüllt angesehen, wenn der dimensionslose Wandabstand y^+ innerhalb der Grenzen von 30 bis 300 liegt. Mit zunehmender Anzahl von Zellen im wandnahen Bereich des Profils reduziert sich sukzessive der dimensionslose Wandabstand, wie Tabelle 3.2 für die durchgeführten Berechnungen zu entnehmen ist. Für die Gitter großer Zellenanzahlen befinden sich die wand nächsten Knoten in der viskosen Unterschicht wodurch die Berechnung der wandnahen Zone durch die Wandfunktion überflüssig wird, da die Grenzschicht vollständig diskretisiert ist. Zur Kontrolle der Unabhängigkeit der Lösung von der Zellenzahl sind die berechneten Geschwindigkeiten und Winkel am Ausströmrand des Problemgebiets für den Staffelungswinkel $\alpha_{S3} = 102,7^\circ$ und den Anströmwinkel $\alpha_3 = 17,8^\circ$ am Einströmrand in Abbildung 3.11 gegenübergestellt. Während der absolute Wert des Geschwindigkeitsbetrages und der Nachlaufdefekt des Geschwindigkeitsprofils auch bei geringer Zellenanzahl bereits gut wiedergegeben werden, stellt sich für den Abströmwinkel erst ab einer Zellenanzahl von 26660 eine gitterunabhängige Lösung ein.

Die Randbedingungen am Eintritt in das Berechnungsgebiet wurden aus den Messungen in ME1 abgeleitet und sind in Tabelle 3.3 für die variierten Staffelungs- und Anströmwinkel nach den Definitionen in Abbildung 3.3 und 3.8 aufgelistet. Das Problemgebiet endet am Ausströmrand mit einer Nullgradientenbedingung. Da sich der Rand im Abstand des 2,6-fachen der Schaufel-

Zellenanzahl	y^+ Minimum	y^+ Maximum
7542	8	48
12683	3.5	32
26660	1	10
77380	0,7	9

Tab. 3.2: Gittereigenschaften

sehnenlänge hinter der Schaufel befindet, wurde bei der Kontrolle des Ausstromrandes keine Beeinflussung der Randbedingung auf das interessierende Strömungsgebiet festgestellt. Zur Einsparung von Rechenzeit wurden nur eine Schaufelteilung berechnet und die entstehenden Schnittstellen als periodische Ränder definiert.

Abbildung 3.12 stellt die Ergebnisse aus den Staffelungswinkelvariationen der numerischen Simulation und der experimentellen Untersuchungen sowie die statische Druckverteilung entlang der Schaufeloberfläche gegenüber.

Die umfangsgemittelten Winkel aus den Messungen und den numerischen Berechnungen zeigen zwar ähnliche Tendenzen bei Veränderung des Staffelungswinkels, jedoch wird von der Numerik ein um ca. 3° besseres Umlenkverhalten vorhergesagt. Dies äußert sich in einer Reduktion des Abströmwinkels gegenüber den Messungen, da bei der Verzögerung der Strömung im Nachleitrad der Drall aus der Anströmung herabgesetzt wird. Der positive Abströmwinkel entspricht dabei der Drallrichtung der Anströmung. Eine Erklärung der im Versuch nachgewiesenen geringeren Umlenkwirkung der Schaufeln könnte in der stark vereinfachenden Annahme der zweidimensionalen Schaufelströmung bei der numerischen Simulation liegen. Die Nachleitschaufeln befinden sich innerhalb des Vordiffusors, der eine zusätzliche Verzögerung und somit eine von der Schaufelvorderkante zur Schaufelhinterkante hin ansteigende Grenzschichtbelastung bewirkt. Die dadurch aufgedickte Grenzschicht führt nicht nur zu ansteigenden Total-

Staffelungs- winkel- in $^\circ$	Anström- geschwindigkeit in m/s	Anström- winkel in $^\circ$	Turbulenz- grad in %	Turbulentes Längenmaß in m
102,7	50,7	29,8	0,5	0,039
102,7	46,2	17,8	0,5	0,039
95,4	48,7	25,3	0,5	0,039
92,7	46,2	17,8	0,5	0,039
92,7	47,3	21,3	0,5	0,039

Tab. 3.3: Eintrittsrandbedingungen

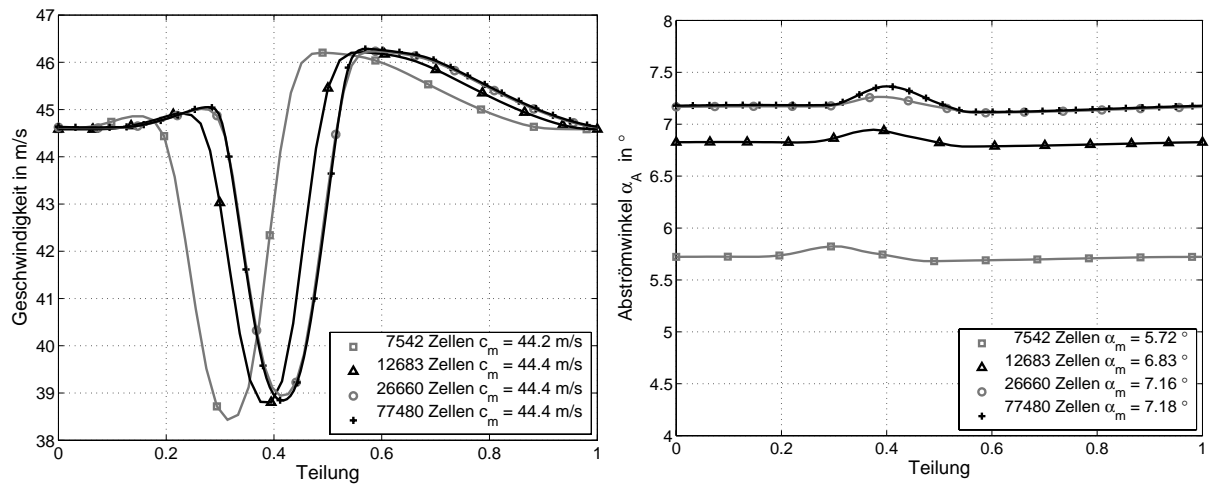


Abb. 3.11: Netzverfeinerung zur Untersuchung der Gitterunabhängigkeit (links: Geschwindigkeit am Vordiffusoraustritt; rechts: Abströmwinkel am Vordiffusoraustritt)

druckverlusten sondern auch zu einer geringeren Umlenkung der Strömung im Nachleitrad. Insbesondere wird aber durch die Verzögerung im unbeschaufelten Teil des Diffusors die Axialkomponente bei konstant bleibender Umfangskomponente der Geschwindigkeit herabgesetzt, wodurch sich der Abströmwinkel im Experiment vergrößert. In der zweidimensionalen numerischen Simulation des Schaufelkanals wurde diese zusätzliche Verzögerung nicht berücksichtigt.

Ziel der Auslegung war es, für den Grundzustand der experimentellen Untersuchungen eine drallfreie Abströmung der Nachleitschaufeln in den Vordiffusor herzustellen. Trotz der Abweichung der durch die Numerik berechneten Absolutwerte der Schaufelumlenkung von den experimentell bestimmten Werten konnte der gut wiedergegebene qualitative Zusammenhang zwischen Staffelungswinkel und Abströmwinkel herangezogen werden, um den Staffelungswinkel für die Nachleitschaufeln festzulegen (wie in Diagramm 3.12 markiert).

Als weiteres Ergebnis der numerischen Simulation lässt sich die Verteilung des statischen Druckes über der Schaufeloberfläche ermitteln. Der statische Druckaufbau ist als dimensionsloser Druckbeiwert c_p über der Schaufelsehnenlänge s_0 in Abbildung 3.12 aufgetragen. Aus der Druckdifferenz Δp zwischen Druck- und Saugseite des Profils lässt sich mit Gleichung (3.12) unter Vernachlässigung der viskosen Kräfte der drehmomentfreie Punkt s_d zur Befestigung der Schaufel berechnen:

$$s_d = \frac{1}{\int_0^{s_0} p(s) ds} \int_0^{s_0} s \cdot p(s) ds. \quad (3.12)$$

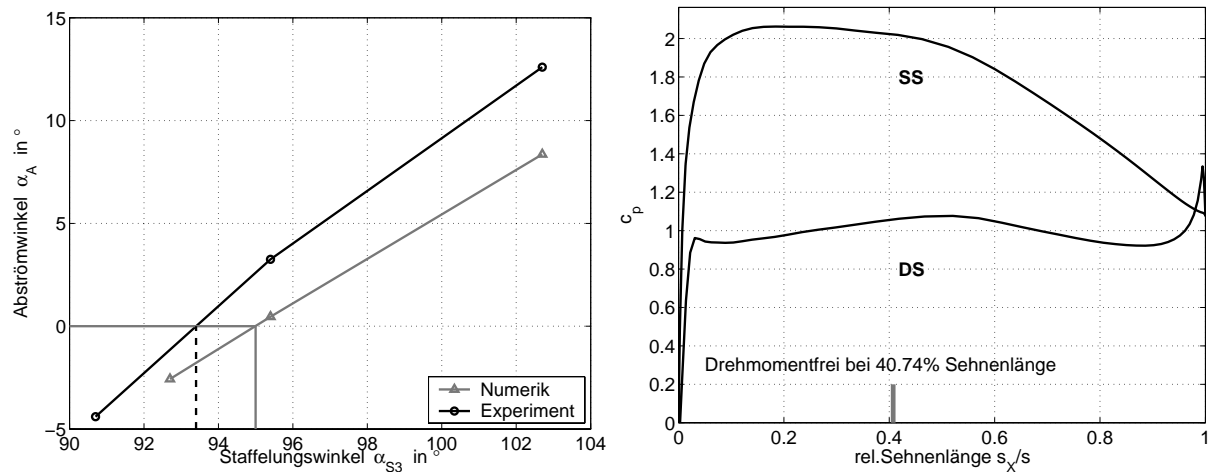


Abb. 3.12: links: umfangsgemittelter Abströmwinkel am Vordiffusoraustritt in Abhängigkeit des Staffelungswinkels α_{S3} der Nachleitschaufeln; rechts: statischer Druckverlauf an der Nachleitschaufeloberfläche

Die einzelnen Profilschnitte wurden zur Verwindung der Schaufel entlang der Achse des eingegossenen Zylinders an diesem berechneten Punkt aufgefädelt.

4 Messtechnik

Die Auswahl der verwendeten Messmethoden zur Erfassung der Wechselwirkungen zwischen dem Verdichter und der Brennkammer in der Versuchsanlage erfolgte aufgrund der zu erwartenden Strömungsphänomene, denen für die zu untersuchenden Vorgänge eine besondere Bedeutung zukommt. Weiterhin soll die Übertragbarkeit der Messergebnisse auf numerische Randbedingungen gewährleistet sein. Während zur Erfassung der stationären Strömungszustände die Fünflochsonden-Messtechnik verwendet wurde, kamen zur Aufzeichnung der instationären Strömungsvorgänge und der Grenzschichteffekte im Diffusor Kreuzdrahtsonden und wandbündig messende piezoresistive Drucksensoren zum Einsatz. Der messtechnische Zugang zu den Strömungsgrößen ist an fünf unterschiedlichen Positionen der Versuchsanlage gegeben.

Am Eintritt in die Messstrecke befindet sich eine Kammsonde, mit der die Geschwindigkeitsverteilung durch Verdrehen der Sonde am Rohrumfang in der Ansaugstrecke bestimmt werden kann. Die an dem drehbaren Ring angebrachte Sonde besteht aus 22 der Strömung entgegengerichteten Pitotrohren von 1,5mm Durchmesser, deren radiale Abstände von der Rohrmitte beginnend zur Rohrwand hin abnehmen. Zusammen mit der Kenntnis des mittleren statischen Druckes aus zwölf gleichförmig am Umfang verteilten und miteinander verbundenen Druckbohrungen berechnet sich der Massenstrom bei bekannter Dichte aus der Totaldruckverteilung über der durchströmten Fläche mit Gleichung (4.1).

$$\dot{m} = \int_0^{2\pi} \int_{r_0}^{r_a} \rho(p, T) \cdot c(r, \varphi) r dr d\varphi \quad (4.1)$$

Die zweite Messebene ME1 befindet sich zwischen dem Speichenrad des modellierten Verdichters und dem in den Diffusor integrierten Nachleitrad. Die eingebaute Sonde kann stufenlos über die Kanalhöhe verstellt, um ihre eigene Achse gedreht und innerhalb eines Winkelbereiches von 60° am Rohrumfang positioniert werden. Die Traversur der Sonden in diesem Winkelsegment dient der Erfassung der Zuströmbedingungen am Diffusoreintritt.

Im dritten Messvolumen MV2 zwischen Vordiffusoraustritt und Flammrohr kann zusätzlich zu den in Messebene ME1 vorhandenen Sondenfreiheitsgraden die axiale Position der Sonde zwischen den beiden Bauteilen verändert werden.

Letztlich werden an der vierten und fünften Messstelle die Austrittsbedingungen und die Aufteilung der primären und sekundären Verbrennungsluft an einer Umfangsposition hinter der Brennkammer bestimmt.

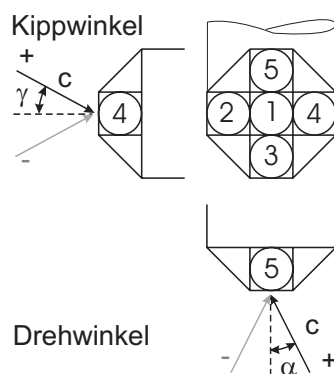
Zwischen den Messebenen ME1 und MV2 befinden sich an der Diffusoraußenwand statische Druckbohrungen, anhand derer sich die Druckrückgewinne im Diffusor an zwei unterschiedlichen Umfangspositionen nachvollziehen lassen.

Alle verwendeten Sensoren wurden vor den Messungen kalibriert, wodurch die Rückführbarkeit auf die nationalen Normale der physikalischen Grundgrößen gegeben ist.

Im Folgenden werden die angewendeten Messtechniken und Auswertemethoden beschrieben.

4.1 Fünflochsonden

Die Druckmessungen mit der Fünflochsonde dienen bei den Messungen der Bestimmung der zeitlich gemittelten Strömungsgrößen im Verdichter und am Vordiffusoraustritt. Die spezielle Anordnung der fünf Druckbohrungen in der Sonde an der Messstelle erlaubt die Bestimmung des Totaldruckes, des statischen Druckes, des Geschwindigkeitsbetrages sowie der Richtung des Geschwindigkeitsvektors. Das Messprinzip beruht auf der Tatsache, dass quer angeströmte Druckbohrungen einen geringeren Druck anzeigen als senkrecht angeströmte Druckbohrungen. Die fünf Bohrungen in der Sonde sind folglich auf solche Weise angeordnet, dass eine mittig angebrachte Bohrung von vier gleichmäßig am Umfang verteilten winkligen Druckbohrungen umgeben ist. Der Sondenkopf nimmt somit meist die Form eines Pyramidenstumpfes an, wie in Abbildung 4.1 dargestellt. Aus den Verhältnissen der Drücke zueinander lassen sich Koeffi-



Drehwinkelkoeffizient:	$Q_1 = \frac{p_4 - p_2}{p_1 - p_{\text{stat}}}$
Kippwinkelkoeffizient:	$Q_2 = \frac{p_5 - p_3}{p_1 - p_{\text{stat}}}$
statischer Druckkoeffizient:	$Q_3 = \frac{p_1 - p_2}{p_{\text{tot}} - p_{\text{stat}}}$
Gesamtkoeffizient:	$Q_4 = \frac{p_1 - p_{\text{stat}}}{p_{\text{tot}} - p_{\text{stat}}}$

Abb. 4.1: Fünflochsonden Winkeldefinition und dimensionslose Kenngrößen

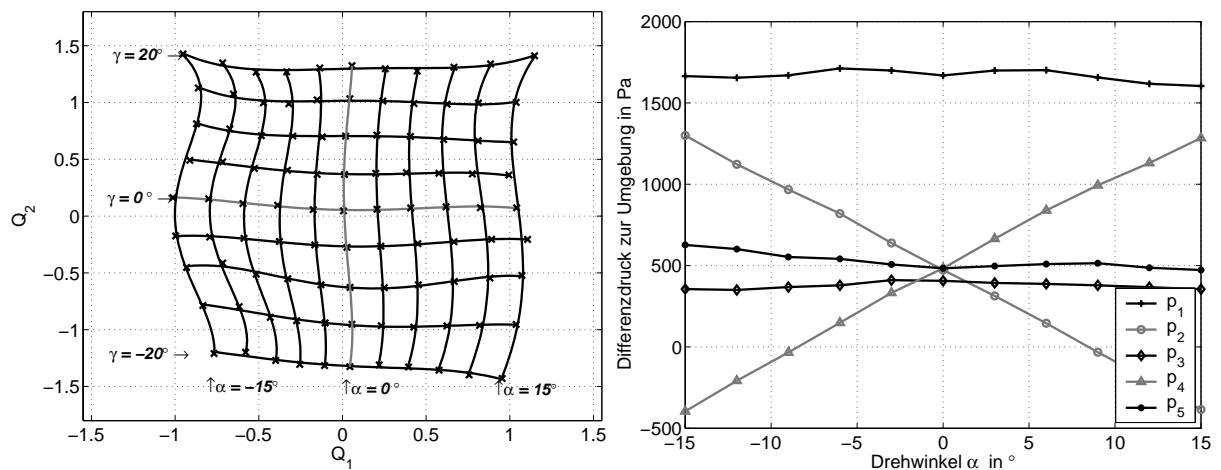


Abb. 4.2: Dreh- und Kippwinkelabhängigkeit der Druckkoeffizienten und Drücke an den Fünflochsondenbohrungen bei $\gamma = 0^\circ$

zienten bilden, die bei unterschiedlichen Anströmgeschwindigkeiten und -richtungen kalibriert werden. Die Richtungsabhängigkeit und der prinzipielle Druckverlauf in Abhängigkeit des Drehwinkels der in einem Freistrahle kalibrierten Fünflochsonde sind in Abbildung 4.2 aufgetragen.

Die Kalibration der Sonde erfolgte etwa bei der Reynolds- und Machzahl, die auch in den späteren Versuchen vorlagen.

Fehlerart	Absolute Abweichung				
	c in m/s	α in °	γ in °	p_{tot} in Pa	p_{stat} in Pa
Interpolationsfehler Auswertung	$\pm 0,6$	$\pm 0,4$	$\pm 0,5$	± 20	± 20
Messgenauigkeit Scanner $\pm 10\text{Pa}$	$\pm 0,25$	$\pm 0,25$	$\pm 0,3$	± 10	± 6
Umgebungsdruck $\pm 500\text{Pa}$	$\pm 0,13$	± 0	± 0	$\pm 0,01$	$\pm 0,01$
Umgebungstemperatur $\pm 2\text{K}$	$\pm 0,18$	± 0	± 0	± 0	± 0
Summe der Fehler	$\pm 1,16$	$\pm 0,65$	$\pm 0,8$	$\pm 30,01$	$\pm 26,01$

Tab. 4.1: Messfehler Fünflochsonde

Die Kalibrierdaten werden mit Hilfe von Flächenspline-Funktionen abgebildet, wodurch die Strömungsgrößen aus den Messdaten nach einem Verfahren von Rubner und Bohn [48] inter-

poliert werden können. Die Drücke werden mittels eines PSI9016 Mehrkanal-Druckscanners mit einem Druckbereich von 1PSI (6984,7Pa) nahezu simultan (100Hz) aufgezeichnet und per TCP/IP-Protokoll an den Messrechner übertragen. Der Messfehler des Scanners liegt bei 0,15% (10Pa) des vollen Messbereiches. Die Messfehler, welche sich aus den Messungenauigkeiten der Messgeräte, der Veränderung der Umgebungsbedingungen während der Messung und dem Interpolationsfehler bei der Auswertung der Messdaten zusammensetzen, sind in Tabelle 4.1 für die Fünflochsondenkalibration angegeben.

4.2 Hitzdraht

Die Hitzdrahtanemometrie wurde verwendet um instationäre Strömungsvorgänge in der Versuchsanlage zu messen. Mit dieser Messtechnik ist es möglich, die Strömungsgeschwindigkeit und deren Schwankungsanteile bis zu einer Frequenz von 100kHz an der Messstelle in der Versuchsanlage zu erfassen. Die Funktionsweise, die Kalibration und die Genauigkeit der Messtechnik werden nachfolgend kurz erläutert. Eine detaillierte Übersicht über Hitzdrahtsysteme und deren Funktionsweise gibt Bruun [14].

Das Funktionsprinzip der Hitzdrahtanemometrie beruht auf der konvektiven Wärmeabgabe eines aufgeheizten Wolframdrahtes ($\varnothing 5\mu\text{m}$) der Sonde an die vorbeiströmende Luft. Die abgegebene Wärmemenge ist bei bekannter Strömungstemperatur ein direktes Maß für die an der Sonde anliegende Geschwindigkeit. Zur Bestimmung des Wärmestroms ist die Hitzdrahtsonde Teil einer Wheatstone'schen Brückenschaltung (vgl. Abbildung 4.3), die durch die temperaturabhängige Widerstandsänderung des angeströmten Hitzdrahtes verstimmt wird. Der in die Messbrücke integrierte Operationsverstärker registriert diese Verstimmung anhand der von Null abweichenden Brückendiagonalspannung und gleicht die entstandene Temperaturdifferenz mittels Anpassung des Brückenversorgungsstroms aus. Die Temperatur des Drahtes bleibt in dieser Betriebsart der Messbrücke konstant, woraus sich die geringe Trägheit des CTA-Systems (Constant Temperature Anemometrie) ableitet. Auf einen von außen aufgeprägten Signalsprung (Square-Wave-Test) antwortet das Gesamtsystem mit einer Frequenz von 30kHz, was für die im Versuch erwarteten Frequenzen von 1kHz ausreicht. Bei allen Messungen und bei der Kalibration der Sonde wurde zusätzlich eine Temperaturkompensationssonde mit in die Strömung eingebracht. Der elektrische Widerstand dieser Sonde weist die gleiche Temperaturabhängigkeit wie jener der Hitzdrahtsonde auf und kompensiert im gegenüberliegenden Brückenweig der Wheatstone'schen Brücke den Einfluss der Strömungstemperatur - nicht aber den der Strömungsgeschwindigkeit - auf die Hitzdrahtsonde. Das Widerstandsverhältnis der Brückenweige muss für diesen Betriebsmodus nach dem Brückenabgleich 1:1 betragen, damit durch den Hitzdraht und die Kompensationssonde gleiche Ströme fließen.

Die in den Versuchen eingesetzte DANTEC Kreuzdrahtsonde vom Typ 55P63 verfügt über zwei Hitzdrähte, die den Einsatz einer zusätzlichen Messbrücke und eines weiteren Kompensationswiderstandes bedingen. Aus den Signalen der senkrecht zueinander angeordneten Drähte lassen sich die beiden Geschwindigkeitskomponenten in der von den Drähten aufgespannten Ebene ermitteln.

Die Winkelabhängigkeit und die Zuordnung der Geschwindigkeiten zu den gemessenen Drahtspannungen wurden in einem Freistahl-Kalibrationskanal bestimmt. Die Differenzmessung des Totaldruckes im Freistahl gegenüber dem Umgebungsdruck mit einer Pitotrohrsonde erlaubt dabei die Bestimmung der exakten Geschwindigkeit im Freistahl. Der gemessene Differenzdruck stellt den dynamischen Druckanteil dar, der sich mit der aus Temperatur- und Umgebungsdruckmessung bekannten Dichte mit Gleichung (4.2) für inkompressible Strömung in die vorliegende Geschwindigkeit überführen lässt.

$$c = \sqrt{\frac{2p_{\text{dyn}}}{\rho(T, p)}} \quad (4.2)$$

In geringem Abstand vom Austritt des Freistahls in die Umgebung stellt sich symmetrisch um die Strahlmittellachse ein Gebiet näherungsweise konstanter Geschwindigkeit ein, das in seiner Ausdehnung mit zunehmendem Abstand vom Freistrahlaustritt sehr schnell abnimmt. Die Abmessungen dieses Gebietes sind aufgrund von Totaldruckmessungen bekannt und wurden bei der Positionierung der Sonden im Freistrahл berücksichtigt.

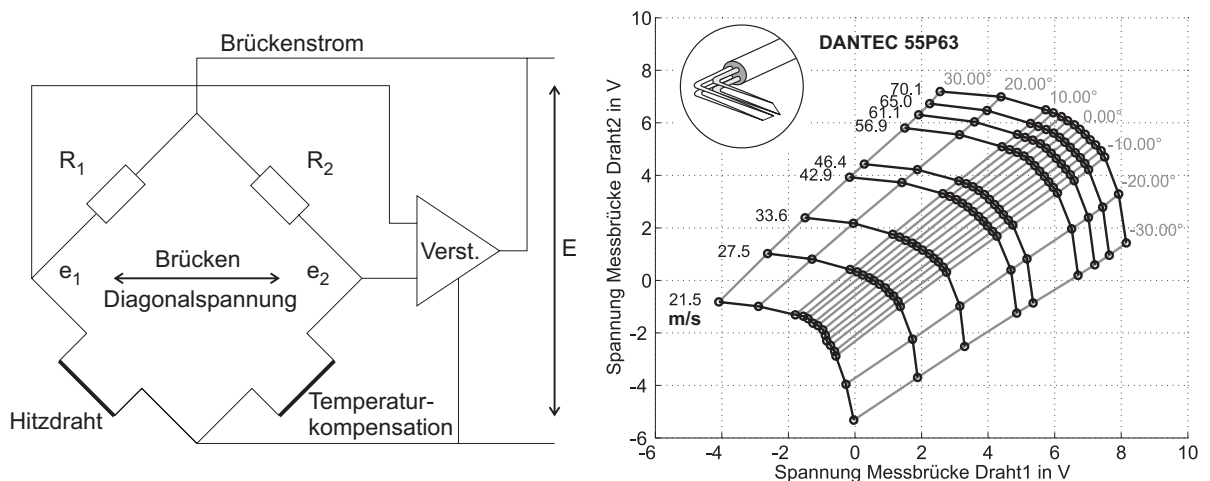


Abb. 4.3: Brückenschaltung und Kalibrationsfeld der Kreuzdrahtsonde DANTEC 55P63

Die Zuordnung der Messdaten zu den bei der Kalibration aufgenommenen Winkeln und Geschwindigkeiten aus Diagramm 4.3 vollzieht sich mittels einer linearen Flächeninterpolation von Barber et al. [4]. Die Sonde wurde bei den Messungen im Versuchsstand jeweils senkrecht zur Strömung vorausgerichtet, um den sensiblen Winkelbereich der Sonde von -10° bis 10° zu nutzen. Den Spannungssignalen der Messbrücken sind eine Verstärkung um den Faktor 16 und eine Nullpunktverschiebung um die Spannung 2,4V zugeschaltet, um den Spannungsbe- reich aufzuweiten und als Folge daraus die Auflösung der in Abschnitt 4.4 näher beschriebenen bipolaren 12bit A/D-Wandlerkarten ($\pm 10V$) besser nutzen zu können.

Die Genauigkeit der Kreuzdrahtmessungen ist von

- der Bestimmung der realen Geschwindigkeit (Druckmessgerät $\pm 4Pa \hat{=}$ bei $c=50m/s$ $\pm 0,06 m/s$) und der Einstellgenauigkeit des Sondenwinkels ($\pm 0,1^\circ$) bei der Kalibrati- on,
- dem Driftverhalten der Messbrücke über den Zeitraum einer Messung ($-1\% \hat{=}$ $\pm 0,1m/s$ und $\pm 0,7^\circ$),
- und der Datenerfassung durch die A/D-Wandlerkarten ($20/2^{12}V = 0,00488V \hat{=}$ bei $c=50m/s$ $\pm 0,01m/s$ und $\pm 0,06^\circ$)

abhängig. Die auffällig starke Veränderung der Messbrückenausgangssignale bei konstan- ter Strömungsgeschwindigkeit über der Zeit konnte bei den Versuchen und Kalibrationen durch lange Warmlaufzeiten (einen halben Tag) der Brücken geringfügig reduziert wer- den. Verschmutzungen, die sich im Verlauf des Messbetriebes an den Drähten einstellten, konnten jedoch nur durch die erneute Kalibration der Sonde berücksichtigt werden. Die Strömungsbedingungen am Ausstromrand des Vordiffusors in der Versuchsanlage, unter de- nen die Sonde eingesetzt wird, bedingen eine genauere Untersuchung des Einflusses, den die dritte von der Sonde nicht erfasste Strömungskomponente auf die Auswertung der Sonden- signale ausübt. Ziel ist es, trotz des zu erwartenden Kippwinkels von bis zu $+15^\circ$ in der Vordiffusorströmung, den Geschwindigkeitsbetrag und den Drehwinkel richtig wiederzugeben. In den Diagrammen der Abbildung 4.4 sind die Abhängigkeiten der Signale vom Kippwinkel quantifiziert.

Die Abweichungen der mit der Sonde bei konstantem Betriebspunkt des Kalibrationskanals ge- messenen Geschwindigkeitsbeträge sind auf den Ausgangszustand bei $\gamma = 0^\circ$ referenziert und in % aufgetragen. Während sich für den Geschwindigkeitsbetrag eine signifikante Abhängigkeit vom Kippwinkel zeigt, ist die Wirkung auf die Drehwinkelbestimmung hingegen nur gering. Das ist zu erwarten, da sich durch das Kippen der Sonde zwar der Winkel der Sondendrähte zur Strömungsrichtung verändert, dies aber für beide Drähte gleichermaßen geschieht. Bezogen

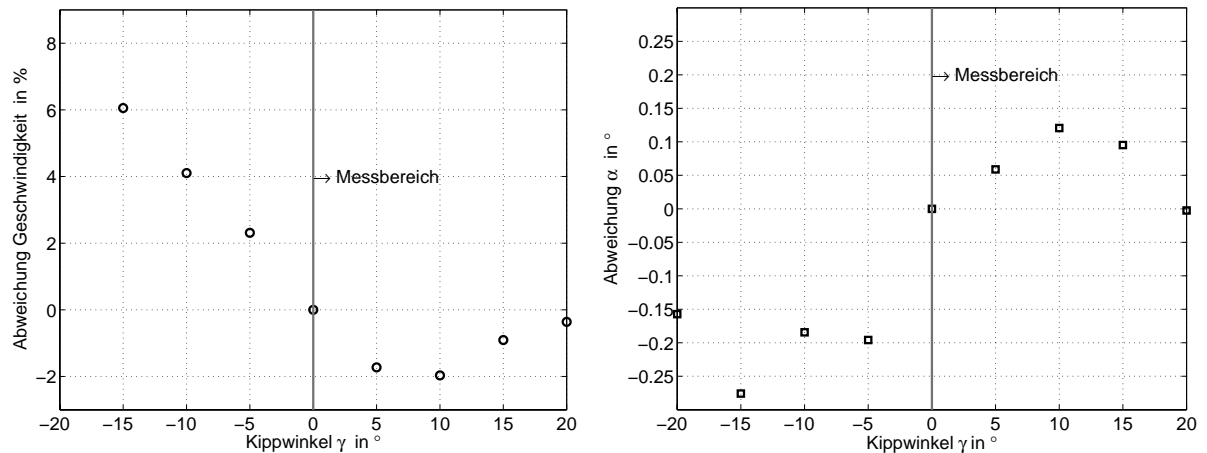


Abb. 4.4: Abweichung der mit der Kreuzdrahtsonde gemessenen Geschwindigkeit und des Drehwinkels in Abhängigkeit des Kippwinkels γ

auf die Strömungsrichtung nähern sich die Anströmwinkel der Sondendrähte mit zunehmendem Kippwinkel bis zum Erreichen der Winkelstellung $\gamma = 90^\circ$ der senkrechten Anströmung. Die in Strömungsrichtung projizierte Anströmfläche der Drähte nimmt demnach kontinuierlich zu, was zu größeren Wärmeströmen und zur Überbestimmung der Geschwindigkeiten führt. Das Minimum der Geschwindigkeit ist aufgrund einer am Institut durchgeführten Verschweißung des Sondendrahtes in den positiven Kippwinkelbereich verschoben, wodurch der Einfluss dieses Effekts im Messbereich etwas abgeschwächt wird. Trotzdem muss bei Kippwinkeln von 10° mit einer Unterbestimmung des Geschwindigkeitsbetrages von 2% gerechnet werden.

4.3 Statische Wanddruckaufnahme

Zum Messen des statischen Drucks am Eintritt und am Austritt des Vordiffusors sind entlang der Diffusoraußenwand statische Druckbohrungen angebracht. Die statische Druckmessung mittels der senkrecht zur Strömungswand angebrachten wandbündigen Druckbohrungen ($\varnothing 0,8\text{mm}$) ist deutlich genauer als der iterativ gefundene statische Druck aus der Fünflochsondenmessung. Mit den Druckbohrungen kann das Verhalten der Grenzschicht, wie Ablösung oder Transition, vom Diffusoreintritt bis zum Diffusoraustritt beobachtet werden. Die statischen Drücke werden entlang einer Stromlinie der Nachleitschaufelkanalmitte von stationären Druckaufnehmern und, in Umfangsrichtung um drei Schaufelteilungen versetzt, von zeitlich hochauflösenden piezoresistiven Drucksensoren erfasst. Die 10 stationären Druckbohrungen werden mit dem in Abschnitt 4.1 beschriebenen PSI9016 Pressure Scanner nahezu

zeitgleich mit einer Genauigkeit von $\pm 0,05\%$ aufgezeichnet. Die Messkette zur Erfassung des instationären Druckes bedarf einer genaueren Betrachtung.

4.3.1 Piezoresistive Drucksensoren

Die piezoresistiven Druckaufnehmer dienen zur Erfassung der zeitlichen Änderung des Druckes. Die eingesetzten Differenzdruckaufnehmer bestimmen den Druck durch die Erfassung der Verformung einer mit dem Referenzdruck auf der einen Seite und dem zu messenden Druck auf der anderen Seite beaufschlagten Membran. Die auf der Siliziummembran eindiffundier- te Halbleiter-Dehnungsmessstreifen-Vollbrücke besteht aus vier zu einer Wheatstone'schen Brücke verschalteten p-dotierten Piezowiderständen. Sie misst die Verformung der Membran aufgrund der auf die Fläche wirkenden Druckkraft (vgl. Abbildung 4.5). Die durch Diffusion von Fremdatomen in den Halbleiter-Kristallverband (dotieren) der Membran erzeugte elektrische Leitfähigkeit ändert ihren ohmschen Widerstand unter dem Einfluss der aufgezwungenen Dehnung [22]. Das Verhältnis der relativen Widerstandsänderung $\Delta R/R_0$ zur Dehnung ϵ_D wird mit dem k-Faktor (vgl. Gleichung (4.3)) angegeben, der für Piezowiderstände nur innerhalb kleiner Dehnungen und geringfügiger Temperaturänderungen als konstant angenommen werden darf, was Kloeck [38] in seinen Untersuchungen bestätigte.

$$k = \frac{\Delta R/R_0}{\epsilon_D} \quad (4.3)$$

Um die geringen Änderungen der Piezowiderstände zu erfassen, sind alle zur Wheatstone'schen

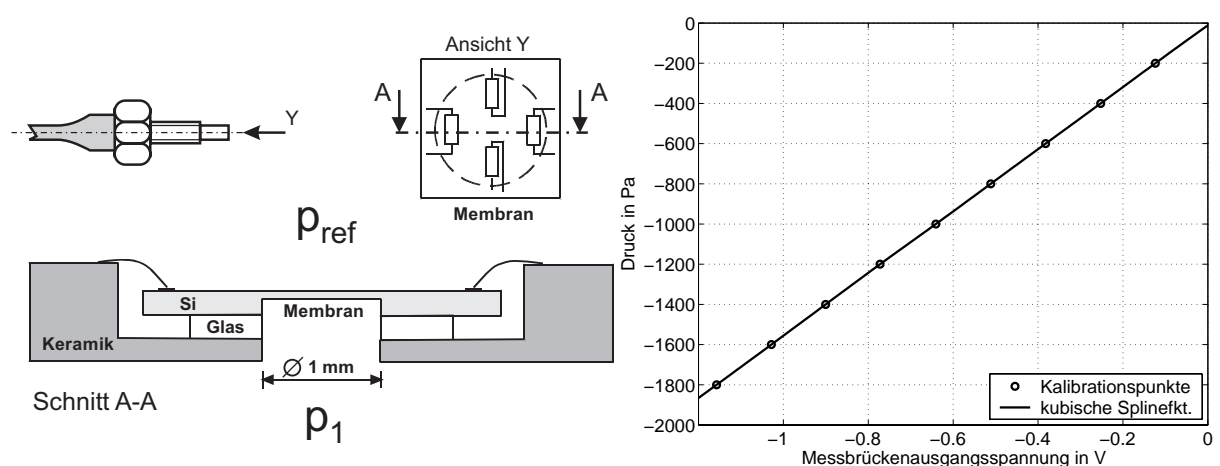


Abb. 4.5: Aufbau eines piezoresistiven Drucksensors nach Reubner [47] und Druckkalibration

Brücke gehörenden Widerstände auf der Membran des Sensors appliziert. Diese so genannte Vollbrücke muss von außen durch eine Speisespannung versorgt und das abgegriffene Messsignal verstärkt werden. Der aus diesem Grund als „passiv“ bezeichnete Sensor liefert im Gegensatz zum „aktiven“ piezoelektrischen Sensor auch bei konstantem Druck ein Messsignal [11]. Neben den Schwankungsanteilen des Druckes ist demnach auch sein absolutes Niveau erfassbar. In Abbildung 4.5 ist das Ergebnis der mit einem Betzmanometer als Referenzdruckaufnehmer durchgeführten stationären Kalibration des Gesamtsystems dargestellt. Die Nichtlinearität des Sensors, die laut Angaben des Herstellers inklusive Hysterese $\pm 1,5\%$ des Messbereiches beträgt, wurde durch die Verwendung einer kubischen Spline-Interpolation zwischen den Kalibrationspunkten bei der Auswertung der Sondensignale eliminiert.

Durch die Kalibration der Druckaufnehmer im eingebauten Zustand in der Messanordnung können systematische Fehler durch Kabelwiderstände, Abweichungen der Brückenversorgungsspannung und Nullpunktverschiebungen der A/D-Wandler-Messkanäle ausgeglichen werden.

Neben dieser stationären Kalibration der Sensoren muss zusätzlich sichergestellt werden, dass die Sensoren und die Messtechnik in der Lage sind, die in der Versuchsanlage auftretenden Druckschwankungen zeitlich aufzulösen.

Die Trägheit des Sensors wird im Wesentlichen durch die Masse der mit dem Druck beaufschlagten Membran geprägt. Eine dämpfende Wirkung haben pneumatische Kavitäten, die als Volumen zwischen der Membran und der eigentlichen Druckmessstelle im Fluid definiert sind. Je größer das Volumen zwischen der Messstelle und dem Sensor, desto stärker werden hochfrequente Anteile des Druckes gedämpft. Um eine hohe Dynamik des Druckmesssystems zu erreichen, sollte die Membran möglichst nahe und frei zugänglich zur Messstelle angeordnet sein. Im verwendeten Drucksensor ist eine pneumatische Kavität in Form eines 1mm hohen Absatzes gegeben, der eine Beschädigung der frei liegenden Membran beim Ein- und Ausbau des Sensors verhindern soll. Die geringe Kavität bewirkt eine geringe Trägheit des Sensors, bedingt aber auch einen ausreichenden Abstand von 20% der Erregerfrequenz von der Eigenfrequenz (80kHz) der Membran. Ein Überschreiten der Anregungsfrequenz von 16kHz des Sensors durch die Strömung könnte den Sensor mit seiner Eigenfrequenz anregen und durch Resonanz die Membran zerstören.

Der zur Verstärkung der geringen Sensorausgangsspannungen eingesetzte Messverstärker D-581 (Europakarte) von TESAR muss ebenfalls eine ausreichende Dynamik aufweisen. Die ungenügende Fähigkeit des Verstärkers, ein hochfrequentes Eingangssignal zu verstärken, äußert sich in einer Abnahme der Amplitude im Ausgangssignal. Die Frequenz, bei der die Amplitude auf $\frac{1}{\sqrt{2}}$ ihres Ausgangswertes abfällt, wird als Grenzfrequenz (-3dB-Abfall) des Verstärkers bezeichnet. Das Übertragungsverhalten des Verstärkers wurde durch Aufprägung einer mit einem

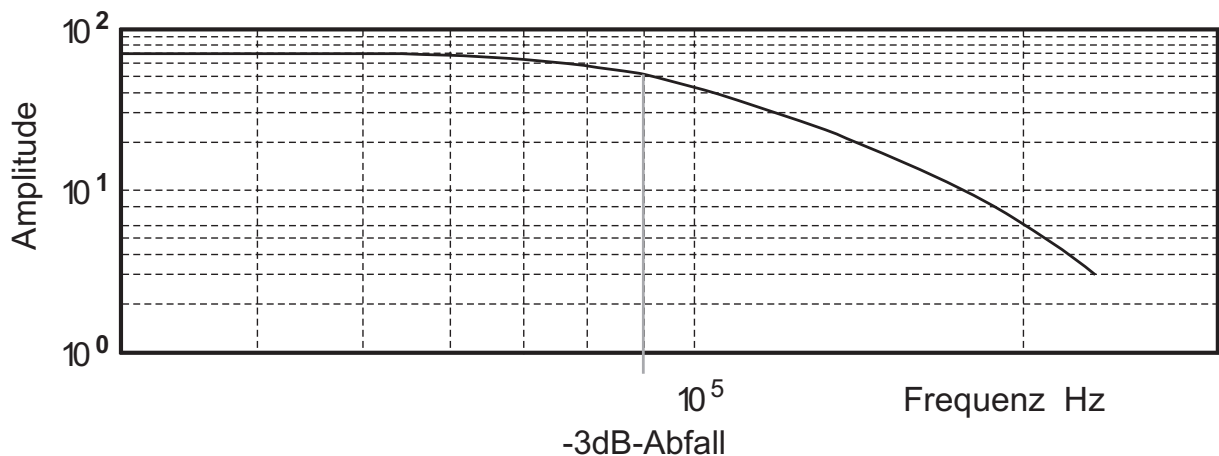


Abb. 4.6: Amplitudengang des Messverstärkers

Frequenzgenerator erzeugten Sinusschwingung und Messung der Ausgangsspannung mit einem Speicheroszilloskop bestimmt. Der Amplitudengang und der -3dB-Abfall des Ausgangssignals sind in Diagramm 4.6 abgebildet.

Der -3dB-Abfall des Ausgangssignals wurde erst bei einer Eingangsfrequenz von 90kHz festgestellt, was eine ausreichende Dynamik bei der Verstärkung der Signale bestätigt. Die geringe Dämpfung des Verstärkers bewirkt hingegen ein verstärktes Rauschen des Ausgangssignals, was sich in einer stochastischen Streuung der Signale um 1% des Vollausschlages äußert.

Das dynamische Übertragungsverhalten der gesamten Messkette, bestehend aus dem Drucksensor, dem Verstärker mit integrierter Spannungsversorgung für die Messbrücke und A/D-Wandlerkarte, wurde im Stoßrohrversuch untersucht.

In dem am Institut vorhandenen Stoßrohr wird eine Druckstörung erzeugt, die sich bei der Bewegung durch das Rohr zu einer Stoßfront aufsteilt und beim Passieren des wandbündig im Rohr eingebauten Drucksensors einen nahezu sprunghaften Druckanstieg hervorruft. Aus der gemessenen Sprungantwort der Sensormesskette auf diese Anregung hin kann auf das Übertragungsverhalten und die Reaktionszeit des Systems geschlossen werden.

Das beidseitig geschlossene Stoßrohr mit konstantem zylindrischen Querschnitt ist durch eine Membran in einen Treibgas- und einen Arbeitsgasabschnitt, an dessen Ende der Sensor eingebaut ist, unterteilt. Das Treibrohr wird über einen Druckluftanschluss so lange mit Luft befüllt, bis aufgrund des Überdrucks p_3 gegenüber der Arbeitsseite p_0 die Membran reißt. Von diesem Zeitpunkt an findet ein Ausgleichsvorgang zwischen dem Treibgas (p_3, T_3, ρ_3) und dem

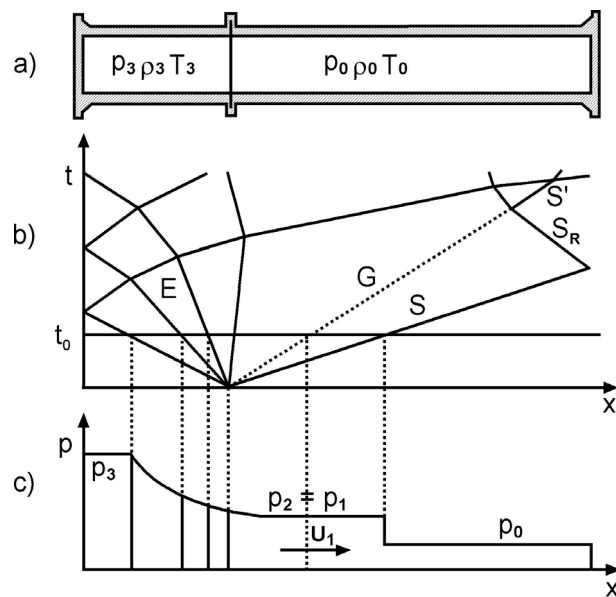


Abb. 4.7: a) Stoßwellenrohr; b) Weg-Zeit-Diagramm, Expansionsfächer E, Mediengrenze G, Verdichtungsstoß S; c) Druckverteilung im Rohr zum Zeitpunkt $t = t_0$ nach Oertel [44]

Arbeitsgas (p_0, T_0, ρ_0) statt, bei dem sich Kompressionswellen in das Arbeitsgas ausbreiten und sich zu einer Stoßfront S aufsteilen, während gleichzeitig Expansionsfächer E in Richtung des Treibgases in infinitesimal kleinen Schritten den Druck p_3 , die Temperatur T_3 und die Dichte ρ_3 des Treibgases zur Mediengrenze G hin auf p_2 , T_2 und ρ_2 abfallen lassen (vgl. Becker [9]). Die Mediengrenze trennt das sich ausbreitende Treibgas vom Arbeitsgas. An der Mediengrenze sind der Druck und die Geschwindigkeiten der beiden Medien gleich groß, da sich eine Druckunstetigkeit sofort als Verdichtungsstoß und Expansionsfächer im Arbeits- bzw. Treibgas ausgleichen würde. Die thermodynamischen Eigenschaften der Luft verändern sich hingegen sprunghaft an dieser Stelle, da das Arbeitsgas - vom expandierenden Treibgas angetrieben - komprimiert wird. An der Unstetigkeitsfläche der Mediengrenze mit Schallgeschwindigkeit voraneilenden Verdichtungsstoßes fallen Temperatur und Druck zum ruhenden Arbeitsgas hin auf p_0 , T_0 und ρ_0 ab. Dieser unstetige Drucksprung, der sich bei ausreichender Lauflänge des Verdichtungsstoßes durch das Arbeitsrohr aufgrund der Vielzahl der Kompressionswellen aufsteilt, wird als Eingangssignal für die Druckmesstechnik genutzt. Das Prinzip des Stoßrohres und der Verlauf des Verdichtungsstoßes, des Expansionsfächers und der Mediengrenze sind in Abbildung 4.7 über den zurückgelegten Weg x aufgetragen. Der sich einstellende Druck zu einem Zeitpunkt $t = t_0$ ist exemplarisch dargestellt.

Die Sprungantwort des 1 Meter vor Ende des 5 Meter langen Arbeitsrohres eingebauten pie-

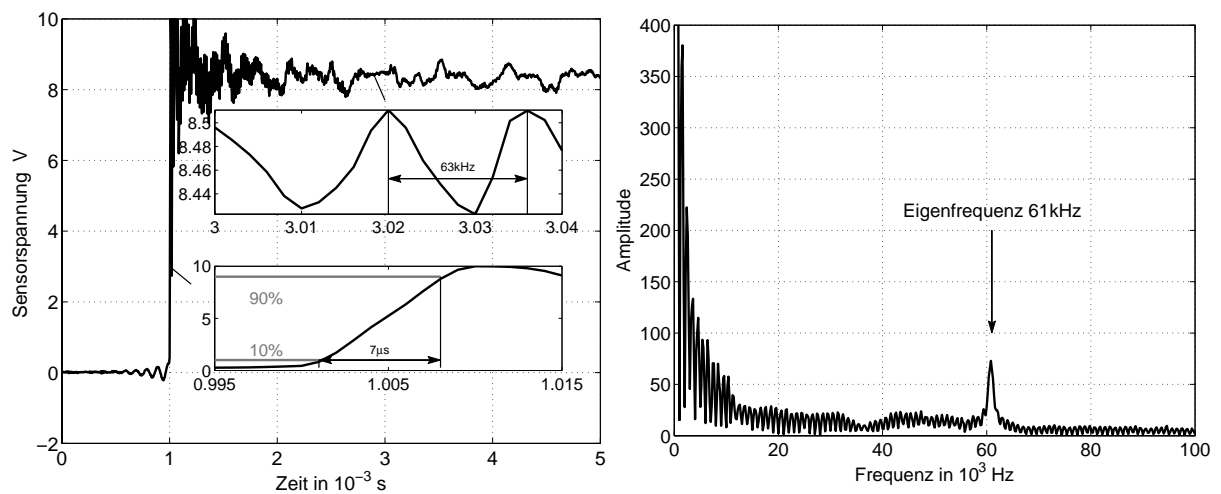


Abb. 4.8: Sprungantwort des Druckaufnehmersystems im Stoßrohr

zoresistiven Drucksensors EPE-L11-0.13B auf den Drucksprung der Stoßfront ist in Abbildung 4.8 über der Zeit aufgetragen.

Zur Beurteilung des Übertragungsverhaltens der Messkette wurde die Anstiegszeit t_A gewählt. Nach Gruhle [24] wird damit der Zeitraum definiert, in dem das Signal von 10% auf 90% der maximalen Amplitude ansteigt. Im ausgewählten Stoßrohrversuch beträgt die Anstiegszeit $t_A = 5\mu\text{s}$, was einer Antwortfrequenz von 160kHz entspricht. Der Drucksprung regt ebenfalls die Eigenfrequenz der Membran an, die aufgrund der geringen Dämpfung auch nach dem Druckanstieg noch im Signal zu erkennen ist. Die Frequenzanalyse in 4.8 bezieht die Eigenfrequenz des Sensors auf 61kHz.

4.4 Messdatenerfassung

Mit den in den vorangegangenen Kapiteln aufgeführten Methoden zur Strömungsmessung werden Messsignale erzeugt, die erfasst und zur anschließenden Signalauswertung archiviert werden müssen. Die elektronische Datenerfassung und Steuerung der Messungen wurde mit der grafischen Programmiersprache LabVIEW auf einem Standard 1.2GHz PC programmiert und ausgeführt. Auf die Erfassung der analogen Spannungssignale und die dabei zu berücksichtigenden Besonderheiten, auf die Datenübertragung der stationären Drucksignale und auf die Positionierung der punktuell messenden Sonden in den Messebenen wird im Folgenden näher eingegangen.

Die Spannungssignale der Messbrücken der piezoresistiven Sensoren und der Hitzdrahtanemometer wandeln zwei 12bit Analog/Digital-Wandlerkarten (je 8 Kanäle) mit einer Summenabtastrate von 200kHz in digitale Werte. Die beiden Karten vom Typ PCI-6023E von National Instruments sind mit einem RTSI-Kabel (Real Time System Integration) miteinander verbunden, um die beiden A/D-Wandlermodule der Karten untereinander synchronisieren zu können. Die anhand des Kabels hergestellte physikalische Kopplung des zweiten A/D-Wandlers an die Abtastfrequenz der ersten Karte ermöglicht die simultane Erfassung der Signale an je einem Kanal der Karten. Diese zeitgleiche Wandlung der beiden an den Karten anliegenden Hitzdrahtspannungen ist für die Signalauswertung (vgl. Kapitel 4.5) von entscheidender Bedeutung. Zur Kontrolle der simultanen Erfassung wurden beide Kanäle mit demselben Rechtecksignal beaufschlagt und der Zeitversatz zwischen den beiden Analog/Digital-gewandelten Signalen bestimmt. Der Phasenversatz betrug weniger als $5\mu s$.

Neben der zeitlichen Synchronisation der Kanäle muss der Zeitpunkt festgelegt werden, zu dem die instationären Messungen beginnen. Den Start der Messung löste im Fall des eingebauten Speichenrades die rotierende Speichenradscheibe aus (Trigger). Eine eingebaute Reflektionslichtschranke (Reaktionszeit 0,1 ms) in der Nabe der Versuchsanlage detektierte ein vorhandenes Loch in der Rotorscheibe und sendete das Ereignis in Form einer ansteigenden Flanke (+5V) als TTL-Signal (0-5V) an den Triggereingang der ersten A/D-Wandlerkarte. Die daraufhin startende Messung ließ sich dadurch zeitlich den rotierenden Zylinderstäben zuordnen.

Aus sämtlichen instationären Messsignalen wurden vor der A/D-Wandlung hohe Frequenzanteile durch einstellbare Tiefpassfilter gedämpft. Die verwendeten Butterworth-Filter 8. Ordnung unterdrücken Frequenzen im Signal, die oberhalb der Filterfrequenz liegen. Die bekannte höchste Frequenz im Signal f_{max} ist für die Bestimmung der Abtastfrequenz bei der Signalwandlung erforderlich, um dem Signalverlust durch zu geringe Abtastfrequenzen vorzubeugen. Dieser als „Alias“ bekannte Effekt wird nach Nyquist (Gleichung (4.4)) verhindert, wenn die Abtastfrequenz f_A mindestens dem Doppelten, besser aber dem Fünffachen der im Signal maximal enthaltenen Frequenz entspricht.

$$\frac{f_A}{f_{max}} \geq 2 \quad (4.4)$$

Bei sämtlichen instationären Messungen, mit Ausnahme der Stoßrohrversuche, wurde die fünffache Abtastfrequenz der eingestellten Tiefpassfilterfrequenz gewählt.

Alle stationären Druckmessungen wurden mit insgesamt drei Druckscannern der Baureihen PSI9016 und PSI9010 der Firma Pressure Systems durchgeführt. Die Geräte wandeln die analogen Signale in digitale Werte und übertragen sie via TCP/IP Protokoll bzw. RS232 Protokoll an den Messdatenrechner.

Die verwendeten Fünflochsonden und Kreuzdrahtsonden messen die Strömungsgrößen nur an einem Ort in der Strömung. Folglich wurden die Sonden mit einem vollautomatischen Traversiersystem in der Strömung positioniert, um in Messebene ME1 ein Winkelsegment von 45° über der Kanalhöhe 0,07m und im Messvolumen MV2 den kompletten Umfang $0-360^\circ$ zwischen Vordiffusoraustritt und Flammrohr über der Kanalhöhe 0,25m abzudecken. Die Positioniergenauigkeit ist im Wesentlichen durch das Spiel in den Positioniereinheiten geprägt, wobei die absolute Position durch das Anfahren von Endschaltern sehr genau bestimmt werden konnte. Es wurden dabei Genauigkeiten von 0,5mm für die radiale Positionierung, $0,25^\circ$ für die Umfangswinkel und 1mm für die axiale Positionierung erreicht. Ein Motorsteuerungsrechner setzt über eine Leistungseinheit die Elektromotoren der einzelnen Achsen in Bewegung und bestimmt mit Hilfe der an den Motoren mitdrehenden Inkrementalgeber die Position der Sonden. Während der Messung kommunizierte der Messrechner mit dem Motorsteuerungsrechner via RS232 Schnittstelle, um die gewünschten Messpositionen vorzugeben.

Die gesamte Verschaltung der Messtechnik ist in Abbildung 4.9 dargestellt.

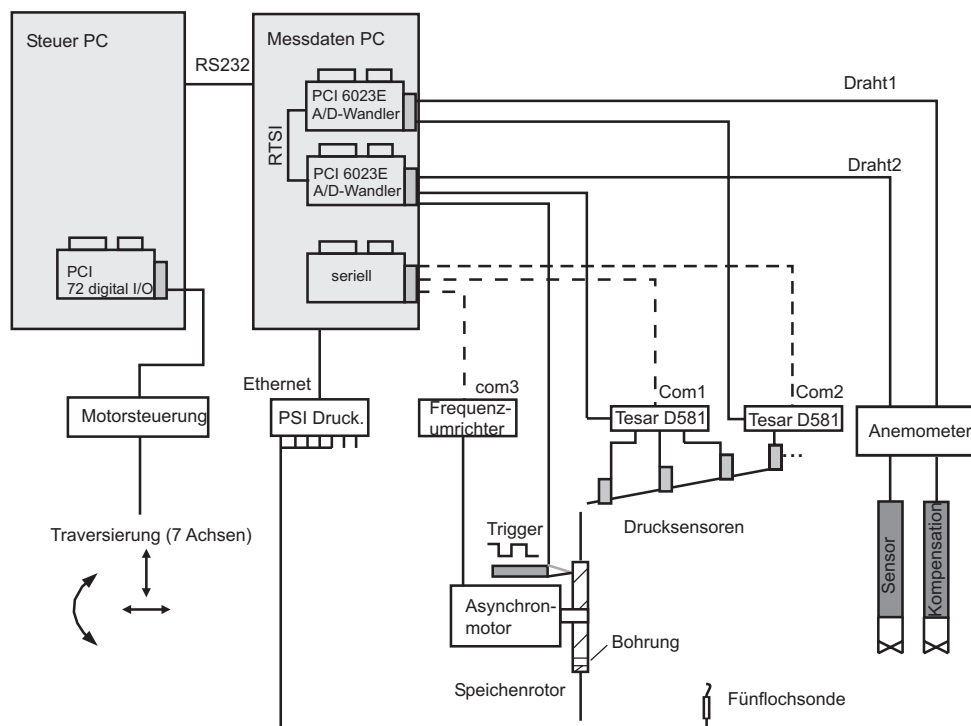


Abb. 4.9: Messtechnik

4.5 Signalauswertung

Die aufgezeichneten Daten unterliegen stochastischen Schwankungen, die aufgrund der Messdatenerfassung und der instationären Strömung auftreten. Durch eine ausreichende Anzahl von Wiederholungen der Messungen kann der statistische Fehler herabgesetzt werden. Für die stationären Druckmessungen wurde der Mittelwert des Druckes unter Angabe der statistischen Sicherheit angegeben. Der arithmetische Mittelwert über die $n = 50$ Stichproben berechnet sich für die stationären Druckmessungen aus Gleichung (4.5).

$$\bar{p} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n p_i \quad (4.5)$$

Bei der Signalauswertung der instationären Messungen wird wie bei der Turbulenzmodellierung mit RANS-Modellen (vgl. 3.3.1) von der Reynoldsmittelung Gebrauch gemacht. Die gemessenen Strömungsgrößen lassen sich demnach in einen Mittelwert \bar{c} und einen Schwankungsanteil c' aufteilen, wie in Gleichung (4.6) für die Geschwindigkeit dargestellt ist:

$$c = \bar{c} + c'. \quad (4.6)$$

Bei eingebautem Speichenrotor können aufgrund des zeitlich zur Speichenradposition definierten Starts der Messung durch die in Abschnitt 4.4 erläuterte Reflektionslichtschranke mehrere solcher Messungen überlagert werden, um sie statistisch auszuwerten. Die aufgezeichneten Datenpakete gleicher Messdauer und gleicher Anzahl von i Messpunkten werden nicht über der Zeit sondern über der Anzahl N der Datenpakete gemittelt. Die periodische Strömung hinter dem Speichenrotor wurde somit phasengemittelt dargestellt, was auch mit dem Begriff „ensemble-gemittelt“ bezeichnet wird. Die phasengemittelte Auswertung erfolgte für die Zeitpunkte t_i der N Datenpakete nach den Gleichungen (4.7) bis (4.9) für die beiden Geschwindigkeitskomponenten u und v der Kreuzdrahtmessung und für die instationären Druckmessungen p .

Mittelwerte:

$$\begin{aligned} \widetilde{u(t_i)} &= \frac{1}{N} \cdot \sum_{j=1}^N u_j(t_i) \\ \widetilde{v(t_i)} &= \frac{1}{N} \cdot \sum_{j=1}^N v_j(t_i) \\ \widetilde{p(t_i)} &= \frac{1}{N} \cdot \sum_{j=1}^N p_j(t_i) \end{aligned} \quad (4.7)$$

Schwankungsgrößen:

$$\begin{aligned}\sqrt{\widetilde{u'^2}} &= \sqrt{\frac{1}{N-1} \cdot \sum_{j=1}^N [u_j(t_i) - \widetilde{u(t_i)}]^2} \\ \sqrt{\widetilde{v'^2}} &= \sqrt{\frac{1}{N-1} \cdot \sum_{j=1}^N [v_j(t_i) - \widetilde{v(t_i)}]^2} \\ \sqrt{\widetilde{p'^2}} &= \sqrt{\frac{1}{N-1} \cdot \sum_{j=1}^N [p_j(t_i) - \widetilde{p(t_i)}]^2}\end{aligned}\quad (4.8)$$

Kreuzkorrelation:

$$\widetilde{u'v'}(t_i) = \frac{1}{N-1} \cdot \sum_{j=1}^N [u_j(t_i) - \widetilde{u(t_i)}] \cdot [v_j(t_i) - \widetilde{v(t_i)}] \quad (4.9)$$

Für die Messungen ohne Speichenrotor entfiel die periodische Auslösung der Messung durch die Reflektionslichtschranke. Das einzelne Datenpaket ($N = 1$) wurde über der Zeit gemittelt. Die Gleichungen vereinfachen sich hierdurch zu:

Mittelwerte:

$$\begin{aligned}\bar{u} &= \frac{1}{N} \cdot \sum_{i=1}^N u(t_i) \\ \bar{v} &= \frac{1}{N} \cdot \sum_{i=1}^N v(t_i) \\ \bar{p} &= \frac{1}{N} \cdot \sum_{i=1}^N p(t_i)\end{aligned}\quad (4.10)$$

Schwankungsgrößen:

$$\begin{aligned}\sqrt{\overline{u'^2}} &= \sqrt{\frac{1}{N-1} \cdot \sum_{i=1}^N [u(t_i) - \bar{u}]^2} \\ \sqrt{\overline{v'^2}} &= \sqrt{\frac{1}{N-1} \cdot \sum_{i=1}^N [v(t_i) - \bar{v}]^2} \\ \sqrt{\overline{p'^2}} &= \sqrt{\frac{1}{N-1} \cdot \sum_{i=1}^N [p(t_i) - \bar{p}]^2}\end{aligned}\quad (4.11)$$

Kreuzkorrelation:

$$\overline{u'v'} = \frac{1}{N-1} \cdot \sum_{i=1}^N [u(t_i) - \bar{u}] \cdot [v(t_i) - \bar{v}] \quad (4.12)$$

Aus den Schwankungsgrößen lassen sich nach Schlichting [49] die Kenngrößen Turbulenzgrad und die turbulente kinetische Energie zur Beschreibung der in der Strömung enthaltenen Turbulenz ableiten:

$$Tu = \frac{\sqrt{\frac{1}{3}(\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2})}}{\bar{c}}, \quad k = \frac{\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2}}{2}. \quad (4.13)$$

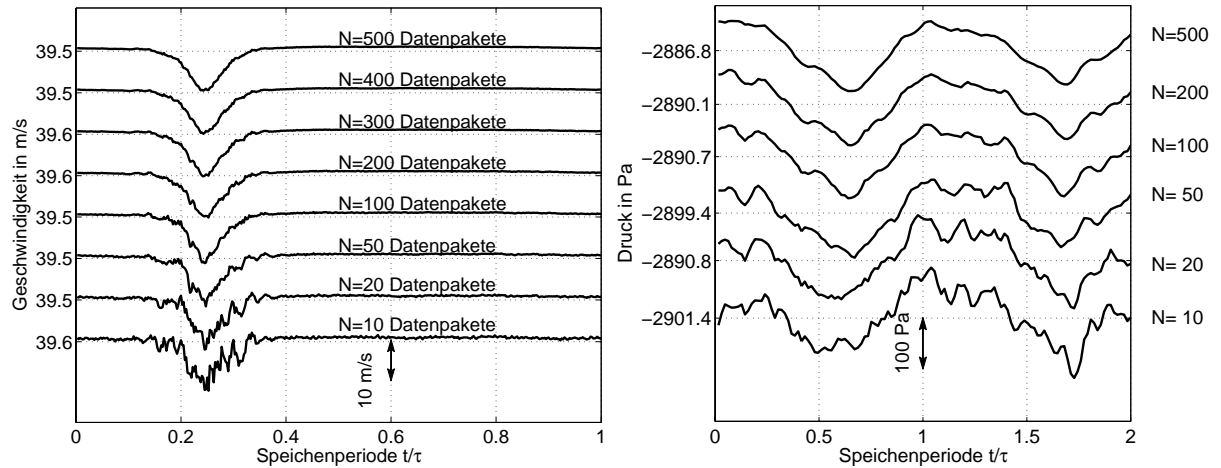


Abb. 4.10: Einfluss der Anzahl der Datenpakete zur Auswertung

Da für die vollständige Bestimmung der Kenngrößen der Schwankungsanteil aus der dritten nicht gemessenen Strömungskomponente w' fehlte, wurden die Größen unter der Annahme geringer Schwankungsanteile in radialer Strömungsrichtung $w' = 0$ vereinfacht dargestellt:

$$Tu = \frac{\sqrt{\frac{1}{3}(u'^2 + v'^2)}}{\bar{c}} \quad , \quad k = \frac{u'^2 + v'^2}{2} \quad (4.14)$$

Um einen für die statistische Auswertung ausreichenden Stichprobenumfang zu erhalten, müssen ausreichend Datenpakete aufgezeichnet werden. Zur Festlegung ihrer Anzahl wurden die Auswirkungen einer sukzessiven Reduktion der Anzahl von Datenpaketen auf den geglätteten Verlauf der gemittelten Strömungsgrößen untersucht. Der Rauschabstand für Geschwindigkeits- und Druckverlauf ist in Abbildung 4.10 für eine abnehmende Anzahl von Überlagerungen der Datenpakete gegenübergestellt.

Die Gegenüberstellung zeigt, dass die Anzahl von 200 Wiederholungen der Messungen bei den Kreuzdrahtsonden und von 500 bei den piezoresistiven Sensoren zu einem glatten Mittelwertsignalverlauf führt. Die Stichprobenmenge wird als ausreichend angesehen.

5 Ergebnisse

Herkömmliche Auslegungsverfahren von Diffusoren, die auf den in Kapitel 3.1 eingeführten Performance-Charts und den aus Grenzschichtbetrachtungen hergeleiteten Diffusoraußenwandkonturen beruhen, gelten für den separat betrachteten Diffusor. In den Untersuchungen wird bereits auf die Notwendigkeit der Berücksichtigung der Eintrittsbedingungen und der Einbausituation des Diffusors hingewiesen. Es gibt eine Vielzahl von Veröffentlichungen von Stevens [57] [58], Wolf [68], Adenubi [2], Barker [5] [7], Klein [33] [34] [36], Zierer [69] und Kaiser [31], aus denen die Abhängigkeit der Diffusorströmung von den Zuströmbedingungen hervorgeht. Aber auch die Geometrie hinter dem Diffusor übt einen Einfluss auf die Strömung im Diffusor aus, wie die Veröffentlichungen von Hestermann et al. [26], Honami et al. [28], Carrotte et al. [16] und Fishenden et al. [21] zeigen. Motivation für die durchgeführten Messungen ist eine systematische Untersuchung der Vordiffusorströmung unter realitätsnahen Zu- und Abströmbedingungen. Dabei sollen neben den Wirkungen der geometrischen Veränderung der Diffusor- und Brennkammergeometrie auch die durch den Verdichter vorherrschende periodisch instationäre Zuströmung am Diffusoreintritt im Einzelnen und im Zusammenspiel untersucht werden. Dabei wird herausgestellt, welche angrenzenden Gasturbinenkomponenten den Druckrückgewinn im Diffusor besonders begünstigen bzw. verschlechtern und welche Strömungsverluste durch die Existenz der Komponenten entstehen. Bei der Auslegung von Brennkammerdiffusoren kann der Berechnungsingenieur durch diese Ergebnisse für die wesentlichen Einflussparameter, die es bei der Festlegung der Einbauposition des Diffusors zu berücksichtigen gilt, sensibilisiert werden.

Die durchgeführten Untersuchungen beinhalten folglich die Variation der Eintrittsbedingungen am Vordiffusoreintritt, die Veränderung des Diffusoröffnungswinkels und die geometrische Umgestaltung der Brennkammer. Die Ergebnisse der Parameterstudien werden in den folgenden Abschnitten dargestellt und diskutiert. Zur Übersicht sind die durchgeführten Messungen tabellarisch in Tabelle 5.1 zusammengefasst.

Diffusor- öffnungswinkel	Flammrohr	Speichenrotor	Vorleitrad- staffelungswinkel	Drossel Ringkanal
10°	ohne	ohne	103,2°	
	$\frac{d}{h_E} = 1$	ohne	103,2°	offen
		40 Speichen Ø 3mm	103,2°	offen
15°	ohne	ohne	99,2°	
			103,2°	
			107,2°	
		40 Speichen Ø 1mm	103,2°	
		40 Speichen Ø 3mm	103,2°	
	$\frac{d}{h_E} = 1$	ohne	103,2°	offen
				innen zu
				außen zu
				beide zu
	$\frac{d}{h_E} = 2$	ohne	103,2°	offen

Tab. 5.1: Übersicht der durchgeführten Messungen

5.1 Anlagenbetriebspunkt

Die Versuchseinrichtung wird mit dem in Kapitel 3 beschriebenen Radialverdichter betrieben. Ein Vordrallregler und der drehzahlvariable Antrieb ändern den Betriebspunkt des Radialverdichters zur Einstellung und Kontrolle des durch die Versuchsanlage gesaugten Volumenstroms. Die Verdichterkennlinien und der verwendete Betriebspunkt BP sind in den Kennfeldern in Abbildung 5.1 eingetragen. Die Winkelstellung der Schaufeln des Vordrallreglers wurde so gewählt, dass sich der Betriebspunkt der Anlage in einem steilen Bereich der Verdichterkennlinie einstellt. Geringfügige Änderungen des strömungstechnischen Anlagenwiderstandes während des Versuchsbetriebs verursachen dadurch nur kleine Massenstromschwankungen. Um die Vergleichbarkeit der Messungen an verschiedenen Messtagen zu gewährleisten, wurden die Temperatur T , der Umgebungsdruck p und die Feuchte der angesaugten Luft in der Versuchshalle gemessen und der mit diesen Größen nach Gleichung (4.1) berechnete Massenstrom konstant gehalten. In der Darstellung der Kennlinie werden der reduzierte Massenstrom und das Druckverhältnis nach den Definitionen (5.1) angegeben.

$$\dot{m}_{\text{red}} = \dot{m} \cdot \frac{\sqrt{T}}{p}, \quad \pi = \frac{p_{\text{totAustritt}}}{p_{\text{totref}}}. \quad (5.1)$$

Die zur Berechnung des Massenstroms benötigte Dichte der feuchten Luft lässt sich aus der

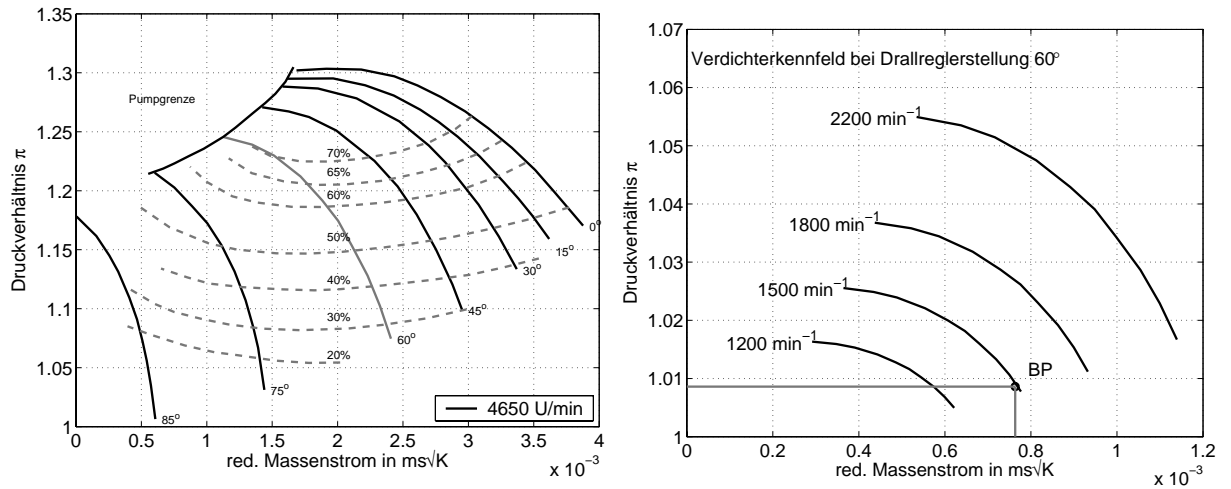


Abb. 5.1: Radialverdichtercharakteristik und Darstellung des Betriebspunktes bei reduzierter Drehzahl und Drallreglerstellung 60°

idealen Gasgleichung (5.2) ableiten:

$$\rho = \frac{p_{\text{statME0}}}{R_{\text{FL}} \cdot T_{\text{ME0}}} \quad (5.2)$$

Die Gaskonstante der feuchten Luft R_{FL} ist vom Wassergehalt der Luft und von den Gaskonstanten für Luft und Dampf abhängig. Die Temperatur T_{ME0} an der Messstelle in ME0 kann in guter Näherung, unter der Annahme einer adiabaten Zustandsänderung, von der Temperaturmessstelle T_{ref} am Eintritt der Versuchsanlage zur Messebene ME0 aus den Druckverhältnissen in ME0 gewonnen werden. Der statische Umgebungsdruck p_{ref} am Ansaugkorb wird in der Gleichung durch die gemessenen Totaldrücke in ME0 ersetzt, um die in der Ansaugstrecke entstehenden Totaldruckverluste zu berücksichtigen und um die statischen Temperaturen richtig zu bestimmen. Als weitere Stoffgröße wird hierfür die spezifische mittlere Wärmekapazität der feuchten Luft cp_{mFL} ermittelt, um den exakten Isentropenexponenten zu bestimmen. Die statischen Temperaturen berechnen sich aus Gleichung (5.3).

$$\frac{T_{\text{statME0}}}{T_{\text{statref}}} = \left(\frac{p_{\text{statME0}}}{p_{\text{statref}}} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}, \quad T_{\text{statME0}} = T_{\text{statref}} \cdot \left(\frac{p_{\text{statME0}}}{p_{\text{totME0}}} \right)^{\frac{R_{\text{FL}}}{cp_{\text{mFL}}}} \quad (5.3)$$

Durch Einsetzen der Gleichung (5.3) in (5.2) kann die Dichte berechnet und die für die Massenstrombestimmung noch erforderliche Geschwindigkeit aus dem dynamischen Druckanteil

der inkompressiblen Strömung in ME0 mit Gleichung (5.4) ermittelt werden.

$$c = \sqrt{\frac{2 \cdot (p_{\text{totME0}} - p_{\text{statME0}})}{\rho}} \quad (5.4)$$

Die Integration der diskreten Messpunkte in der Massenstrommessebene erfolgte mit Hilfe der Trapezregel. Da die Auflösung der Messungen, bedingt durch die endlichen Durchmesser der Pitotrohre, zur Erfassung des Geschwindigkeitsprofils an der Rohrwand begrenzt sind, der Geschwindigkeitsverlauf in der Grenzschicht aber aufgrund des großen Radius die Massenstromberechnung stark beeinflusst, wurde die Geschwindigkeit in der Grenzschicht zwischen der Wand $c = 0$ und dem wandnächsten Messpunkt mit einem Potenzansatz nach Gleichung (5.5) interpoliert.

$$\frac{c}{c_{\text{max}}} = \left(\frac{y}{r_0} \right)^m \quad (5.5)$$

Der Exponent ergibt sich aus der Reynoldszahl, die an dieser Stelle $Re = 7 \cdot 10^5$ beträgt, zu $m = \frac{1}{8}$. Der Wert c_{max} wurde so angepasst, dass der wandnächste Messpunkt $c(y_1)$ mit dem Wandabstand y_1 der Gleichung (5.6) abgebildet wird. Die Geschwindigkeit c im Abstand y von der Rohraußenwand mit dem Radius $r_0 = 0.221\text{m}$ ergibt sich zu:

$$c(y) = \frac{c(y_1)}{\left(\frac{y_1}{r_0} \right)^{\frac{1}{8}}} \left(\frac{y}{r_0} \right)^{\frac{1}{8}} \quad (5.6)$$

Zur Erleichterung der Massenstrombestimmung während der Versuchsdurchführung ist es sinnvoll, den exakten Massenstrom vorab über den kompletten Rohrquerschnitt zu messen und die Geschwindigkeit in der Rohrmitte darauf zu referenzieren, um nachfolgend einzig aus der Geschwindigkeitsbestimmung in der Rohrmitte auf den zugehörigen Massenstrom schließen zu können. Der Quotient des mit der Geschwindigkeit in der Rohrmitte bestimmten Massenstroms zum realen Massenstrom wird von Trost [64] als Minderdurchsatzfaktor bezeichnet, der sich aus Gleichung (5.7) berechnet.

$$f_M = \frac{\dot{m}}{\dot{m}_{\text{Mitte}}} = \frac{\int_0^{2\pi} \int_{r_0}^{r_a} \rho \cdot cr \, dr \, d\varphi}{\pi r_a^2 \cdot \rho_{\text{Mitte}} \cdot c_{\text{Mitte}}} \quad (5.7)$$

Die Überprüfung des Faktors auf seine Abhängigkeit vom Massendurchsatz führte für die in den Versuchen benötigten Massenstrombereiche zu keinen signifikanten Veränderungen. Dies wird aus Abbildung 5.2 ersichtlich, in der die Geschwindigkeitsprofile für drei relevante

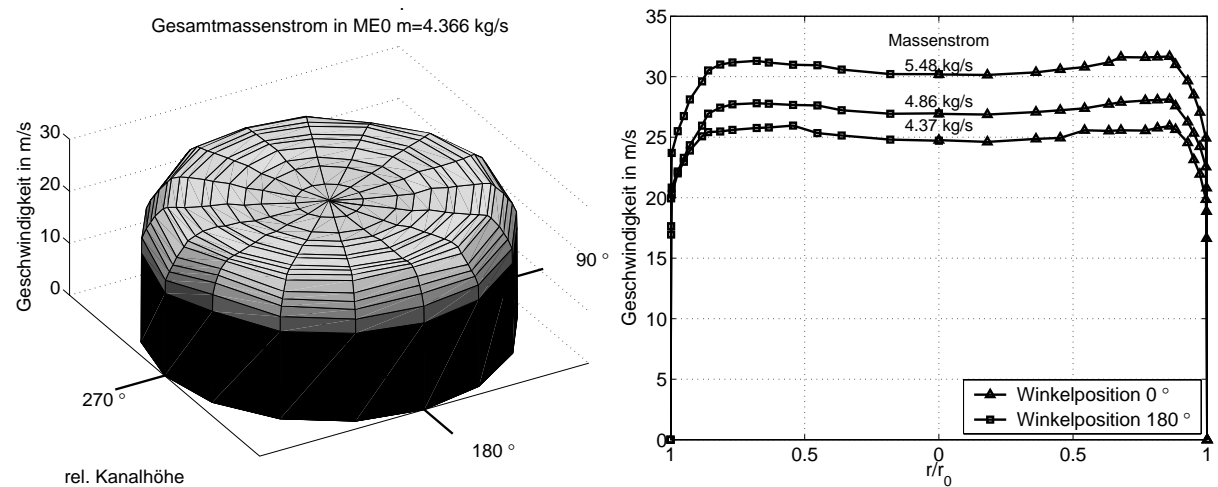


Abb. 5.2: Geschwindigkeitsverteilung zur Massenstrombestimmung in ME0

Massenströme über dem Rohrquerschnitt (ME0) aufgetragen sind. Die Geschwindigkeitsprofile verändern ihr Niveau, ihre Form bleibt hingegen unverändert. Da der Minderdurchsatzfaktor die Abweichung der Kurvenform des Geschwindigkeitsverlaufs vom rechteckigen Verlauf ausdrückt, bleibt der Faktor innerhalb des untersuchten Massenstrombereichs nahezu konstant. Im linken Bild der Abbildung 5.2 ist das Geschwindigkeitsprofil im Rohr aufgetragen. Es zeigt sich eine rotationssymmetrische Fülligkeit des Geschwindigkeitsverlaufes, was auf eine gleichmäßige Ansaugung der Umgebungsluft hindeutet. Die maximale Abweichung der mit dem konstanten Minderdurchsatzfaktor berechneten Massenströme beträgt 0,2%.

Der Betriebspunkt der Versuchsanlage wurde durch die mit den Diffusorströmungsbedingungen definierte Reynoldszahl festgelegt. Die dimensionslose Kennzahl erschien als sehr geeignet, um die in der Diffusorströmung dominierenden viskosen Effekte der Wandreibung und der Grenzschichtablösung richtig wiederzugeben. In Anlehnung an die in der Literatur gefundenen Reynoldszahlen für untersuchte Brennkammerdiffusoren (vgl. Tabelle 5.2) wurde die Reynoldszahl nach Gleichung (5.8) definiert und für die durchgeführten Versuche festgelegt.

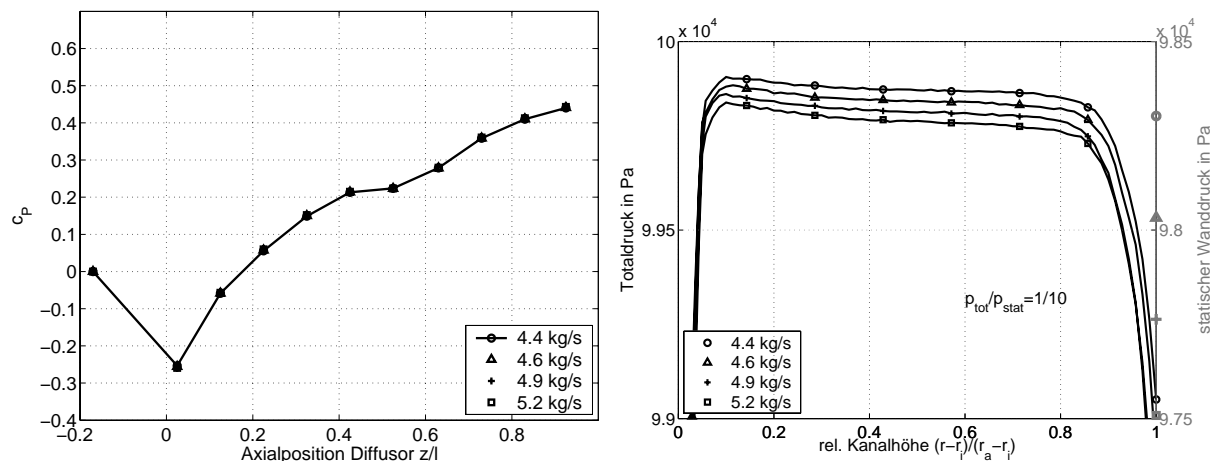
$$Re = \frac{\bar{c}_{ax} \cdot h_E}{\nu} = 2,1 \cdot 10^5 \quad (5.8)$$

Als charakteristisches Längenmaß wurde die Eintrittskanalhöhe h_E des Diffusors gewählt. Am Eintritt des Diffusors liegt bei dem eingestellten Massenstrom von $\dot{m} = 4,366 \text{ kg/s}$ aus Kontinuitätsgründen eine mittlere Axialgeschwindigkeit von $\bar{c}_{4ax} = 46,5 \text{ m/s}$ vor.

Die Machzahl betrug für diesen Betriebspunkt am Eintritt des Diffusors $Ma = 0,14$. Die

Literaturstelle	Re	Ma
Carrotte [18] [17]	$1,8 \cdot 10^5$	0,14
Fishenden [21]	$1,9 \cdot 10^5$	0,09
Klein [34]	$1 \cdot 10^5$	0,25
Stevens [58]	$7,4 \cdot 10^5$	0,29
Stevens Harasgama Wray [57]	$2 \cdot 10^5$	0,17

Tab. 5.2: Diffusor-Reynoldszahlen

Abb. 5.3: Reynoldszahlabhängigkeit des c_p -Verlaufs und Verhältnis des statischen Wanddrucks zur Totaldruckänderung

Vergleichbarkeit der hier erzielten Ergebnisse mit den Ergebnissen aus der Literatur ist aufgrund der gut übereinstimmenden dimensionslosen Kennzahlen zulässig. Die geringen Abweichungen in der Machzahl haben laut Nelson et al. [43] erst bei Überschreiten einer Eintrittsmachzahl von $Ma = 0,7$ einen Einfluss auf die Diffusorströmung.

Eine Massenstromabhängigkeit des dynamischen Druckrückgewinns zeigte sich aufgrund der hohen Reynoldszahlen nicht, was laut Traupel [63] auch nicht zu erwarten ist. Der in Kapitel 2 eingeführte c_p -Wert entlang der Diffusorwand verdeutlicht in Abbildung 5.3 die Unabhängigkeit des Druckaufbaus vom Massenstrom. Die massenstromgemittelte Axialgeschwindigkeit in ME1, die mit der in Kapitel 4.1 beschriebenen Fünflochsonde bestimmt wurde, bewirkt zwar mit steigendem Massenstrom eine Zunahme des dynamischen Druckanteils im Nenner des c_p -Wertes, wird aber durch die angesteigende Differenz der statischen Drücke im Zähler des c_p -Wertes ausgeglichen. Folglich liegen die c_p -Messpunkte in der Auftragung über der dimensionslosen Diffusorlänge im Massenstrombereich von 4,366 kg/s bis 5,48 kg/s direkt übereinander.

Dieses Ergebnis stellt zusätzlich die Eignung der Kenngröße zur Darstellung des Druckaufbaus des Diffusors heraus.

Aus der Variation des Durchsatzes wurde das Verhältnis des statischen Druckes zum gemessenen Totaldruck und dynamischen Druck in Messebene ME1 hergestellt. Die Kenntnis dieser Verhältnisse ist erforderlich, um die Druckmessungen aus MV2 über den zeitgleich erfassten statischen Wanddruck in ME1 auf den Totaldruck und den dynamischen Druck aus vorangegangenen Messungen in ME1 beziehen zu können. Betriebspunktschwankungen des Radialverdichters können durch die Referenzierung der Messungen auf den statischen Wanddruck in ME1 $p_{\text{statME1Ref}}$ ausgeglichen werden. Aus den Messungen resultiert ein Verhältnis von 1:10 zwischen dem statischen Wanddruck und den Totaldrücken. Die Zusammenhänge für die in Abhängigkeit der statischen Druckdifferenz $p_{\text{statME1Ref}} - p_{\text{statME1Mess}}$ zwischen zwei zeitlich versetzten Messungen vorzunehmenden Korrekturen des Totaldruckes p_{totKorr} und des dynamischen Druckes p_{dynKorr} in ME1 sind in den Gleichungen (5.9) und (5.10) aufgeführt.

$$p_{\text{totKorr}} = p_{\text{totME1Mess1}} - \frac{p_{\text{statME1Ref}} - p_{\text{statME1Mess2}}}{10} \quad (5.9)$$

$$p_{\text{dynKorr}} = p_{\text{dynME1Mess1}} + \frac{9}{10} \cdot (p_{\text{statME1Ref}} - p_{\text{statME1Mess2}}) \quad (5.10)$$

Die Gleichung (5.10) muss um den Faktor $\cos^2 \alpha_4$ erweitert werden, wenn nur der dynamische Druckanteil aus der Axialgeschwindigkeitskomponente in die Betrachtung einfließen soll. Zur Korrektur des c_p -Wertes, der mit der Axialgeschwindigkeit gebildet wurde, findet die Gleichung (5.11) Anwendung.

$$p_{\text{dynKorr}} = \frac{\rho}{2} \cdot \bar{c}_{\text{axME1}}^2 + \frac{9}{10} \cdot \cos^2 \alpha_4 (p_{\text{statME1Ref}} - p_{\text{statME1Mess2}}) \quad (5.11)$$

5.2 Abhängigkeit der Diffusorströmung von den Eintrittsbedingungen

Der Brennkammerdiffusor ist in realen Gasturbinen der Abströmung des Verdichters ausgesetzt, der die Luft zur Verbrennung verdichtet. Die meist verwendete mehrstufige Turbomaschine hebt mit jeder aus einem rotierenden Laufrad und einer stillstehenden Leiteinrichtung bestehenden Stufe den Druck zur Brennkammer hin an. Bei diesem Vorgang entsteht aus der Wechselwirkung der rotierenden mit den stillstehenden Schaufelrädern eine periodisch instationäre Abströmung am Austritt des Verdichters. Im Wesentlichen wird diese Instationarität durch die

viskosen Effekte an den Schaufeloberflächen hervorgerufen, an denen die Wandreibung eine verlustbehaftete Nachlaufströmung hinter den Profilen hervorruft. Die Nachlaufgebiete sind durch einen Geschwindigkeitsdefekt und eine erhöhte Turbulenz gekennzeichnet und pflanzen sich von den Hinterkanten der Schaufeln in Strömungsrichtung fort. Dort treten sie in Wechselwirkung mit nachfolgenden Schaufelreihen und vermischen sich weiter stromab mit den Nachläufen anderer Schaufeln. Der Grundturbulenzgrad in der Strömung am Verdichteraustritt wird durch die ausgemischten Nachläufe angehoben. Die Nachläufe der letzten Rotorstufe, deren Intensitäten sich nur geringfügig durch Vermischungsvorgänge abgeschwächt haben, treten an einem festen Beobachtungspunkt in der Verdichterabströmung als periodische Geschwindigkeits- und Turbulenzfluktuationen in Erscheinung. Die Wirkung dieser Abströmung auf den Diffusor behandelt Abschnitt 5.2.4.

Eine weitere Veränderung der Abströmung kann bei Teillast- oder Überlastbetrieb des Verdichters auftreten. Weicht der Betriebspunkt des Verdichters vom Auslegungspunkt ab, kommt es zu Fehlanströmungen der Schaufelvorderkanten.

In zivilen Fluggasturbinen wird das Triebwerk meist auf den Reiseflugfall hin optimiert. Im Startfall wird die benötigte Massenstromsteigerung durch die Anhebung der Verdichterdrehzahl von 90% im Auslegungsfall auf 100% der zugelassenen Drehzahl erreicht. Im Sinkflug beträgt die Drehzahl nur 60%. Durch die Drehzahlanpassung wird zwar der Massenstrom angepasst, jedoch sinkt und steigt mit der Drehzahl gleichzeitig der Druckaufbau des Verdichters. Dies ist deshalb problematisch, weil der stufenweisen Anhebung des Druckes und der Dichte durch eine düsenförmige Konturgebung der Verdichteraußenwände Rechnung getragen wird. Für den Auslegungspunkt werden die Querschnittsflächen des durchströmten Verdichters mit Hilfe der Kontinuitätsgleichung dahingehend ausgelegt, dass die Meridiankomponente der Geschwindigkeit konstant bleibt. Weicht die Drehzahl von der Auslegungsdrehzahl ab, resultiert daraus entlang der Stufen eine Druck- und Dichteveränderung, die nicht mehr zu der Formgebung der Düse passt. Die Strömungszustände am Leitrad der letzten Verdichterstufe sind für die Auslegungsdrehzahl n_{AP} und für die Drehzahlen im Startfall $n \gg n_{AP}$ und im Sinkflug $n \ll n_{AP}$ in Abbildung 5.4 verdeutlicht.

Die erhöhte Drehzahl bewirkt zwar am Eintritt des Verdichters bei unveränderter Dichte der Umgebungsluft einen deutlichen Zuwachs der axialen Geschwindigkeit, jedoch fällt sie von Stufe zu Stufe mit dem erhöhten Druck- und Dichteanstieg zur letzten Stufe hin ab. Die Stufe wird, bezogen auf die Umfangsgeschwindigkeit, schlechter durchströmt, was sich in einer Reduktion der Durchflusszahl φ , einem positiven Inzidenzwinkel und einer hohen Belastung der Stufe äußert.

Umgekehrt wird die letzte Stufe bei einer geringeren Drehzahl als im Auslegungspunkt ent-

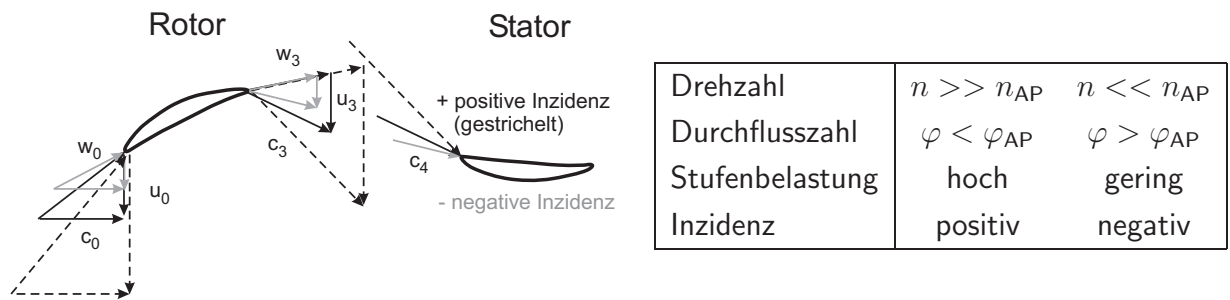


Abb. 5.4: Fehlanströmungen der Verdichterbeschaufelungen aufgrund von Betriebspunktänderungen

lastet. Der verschlechterte Druck- und Dichtezuwachs im Verdichter führt durch den für diesen Betriebspunkt zu stark konvergenten Verlauf des Strömungskanals zu einer Beschleunigung der Strömung. Im Verhältnis zur Umfangsgeschwindigkeit nimmt die Meridiankomponente und somit die Durchflusszahl zu. Die Leiteinrichtung der letzten Stufe wird mit einem negativen Inzidenzwinkel angeströmt und entlastet.

Dieser Effekt wird in vielen Triebwerken durch die Aufteilung des Verdichters in einen Niederdruck- (teilweise Mitteldruck-) und einen Hochdruckteil entschärft. Die auf einer Welle zu einer Verdichterspule zusammengefassten Laufräder sind zwar mechanisch mit dem entsprechenden Niederdruck- (Mitteldruck-) bzw. Hochdruckteil der Turbine verbunden, aber die sich in Abhängigkeit der Brennstoffzufuhr einstellenden Drehzahlen der Turbinenspulen und der dazugehörigen Verdichterspulen sind nur noch aerodynamisch miteinander gekoppelt. Die Drehzahl der Spulen kann demnach zur Reduktion des Inzidenzwinkels an den Schaufelvorderkanten besser an den Massenstrom angepasst werden. Dennoch kann eine Fehlanströmung der Schaufeln aufgrund der mehrstufigen Ausführungen der Verdichterspulen bei Abweichungen von der Auslegungsdrehzahl nicht verhindert werden.

Zusätzlich zu diesem Phänomen können transiente Flugmanöver bei Zwei- und Dreiwelientriebwerken eine Veränderung des Betriebspunktes hervorrufen. Auf eine Änderung des zugeführten Kraftstoffmassenstroms, welcher durch die Kraftstoffregelung (fuel control unit FCU) in den zulässigen Grenzen gehalten wird, reagieren die Drehzahlen der Welle des Hochdruckteils aufgrund dessen geringerer Massenträgheit schneller als die des Niederdruckteils. Bei einer Beschleunigung wirkt der trägere Niederdruckverdichter wie eine Drossel auf den dann hochbelasteten Hochdruckverdichter (positiver Inzidenzwinkel). Eine Entlastung (negativer Inzidenzwinkel) der in dieser Arbeit interessierenden letzten Stufe des Hochdruckverdichters tritt ein, wenn die Drehzahl gesenkt wird.

In stationären Gasturbinen ist die Drehzahl meist durch die mit einem Generator zur Stromerzeugung fest verbundene Turbinenwelle gekoppelt. Die abgegebene Leistung wird somit über den zugeführten Brennstoffmassenstrom und den sich einstellenden Luftmassenstrom bei konstanter Umfangsgeschwindigkeit geregelt. Der Fehlanströmung der vorderen Verdichterstufen durch die veränderte Meridiangeschwindigkeitskomponente wird oft durch verstellbare Statorschaufeln Rechnung getragen. Die Fehlanströmungen in den letzten Verdichterstufen und die damit verbundenen Wirkungsgradeinbußen werden dabei in Kauf genommen. Ein positiver Inzidenzwinkel an der Nachleitschaufel der letzten Verdichterstufe entsteht bei Reduktion des Luftmassenstroms. Bei Luftmassenströmen oberhalb des Auslegungspunktes stellt sich an der Nachleitschaufel ein negativer Inzidenzwinkel ein.

Die Auswirkungen der veränderten Zuströmungsbedingungen infolge der Verdichterbetriebspunkte auf den beschauften Brennkammerdiffusor werden in Abschnitt 5.2.3 experimentell untersucht.

Zur Beurteilung der Zuströmbedingung am Eintritt des Diffusors werden zuvor noch Kenngrößen eingeführt, welche die Störung des Geschwindigkeitsprofils zum Ausdruck bringen.

Die Verdrängungsdicke δ_1 und die Impulsdicke δ_2 kennzeichnen die Grenzschichtdicke an der Naben- und Gehäuseseite am Eintritt des Diffusors. Aus dem Quotienten dieser Grenzschichtgrößen wird der Formparameter H_{12} gebildet. Diese Kenngrößen drücken mit den Gleichungen (5.12), (5.13) und (5.14) die Eigenschaften der Grenzschicht aus. Sie werden durch Integration der Geschwindigkeitsabweichungen von der ungestörten Hauptströmung c_∞ in der Kanalmitte $h_E/2$ über dem Wandabstand y gewonnen.

$$\delta_1 = \int_{y=0}^{y=h_E/2} \left(1 - \frac{c(y)}{c_\infty} \right) dy \quad (5.12)$$

$$\delta_2 = \int_{y=0}^{y=h_E/2} \left(1 - \frac{c(y)}{c_\infty} \right) \cdot \frac{c(y)}{c_\infty} dy \quad (5.13)$$

$$H_{12} = \frac{\delta_1}{\delta_2} \quad (5.14)$$

Zur Berücksichtigung der beiden Grenzschichten an Nabe δ_{1N} und Gehäuse δ_{1G} der Zuströmung zum Diffusor eignet sich die Angabe der blockierten Fläche B_1 nach Sovran und Klomp [56]:

$$B_1 = \frac{2\pi (r_N \delta_{1N} + r_G \delta_{1G})}{\pi (r_G^2 - r_N^2)}. \quad (5.15)$$

Um ein Maß für die Gleichmäßigkeit der Geschwindigkeitsverteilung über dem gesamten Zuströmquerschnitt A zu erhalten, werden die integralen Größen des Energie- α_{En} und Impuls-

parameters β_{Imp} nach Zierer [69] eingeführt. Die Form zur Berechnung der Kenngrößen für drallbehaftete inkompressible Strömungen ist in den Gleichungen (5.16) und (5.17) dargestellt:

$$\alpha_{\text{En}} = \frac{1}{A} \int_A \frac{c_{\text{ax}}^2}{\bar{c}_{\text{ax}}^3} dA, \quad (5.16)$$

$$\beta_{\text{Imp}} = \frac{1}{A} \int_A \frac{c_{\text{ax}}^2}{\bar{c}_{\text{ax}}^2} dA. \quad (5.17)$$

Darin steht \bar{c}_{ax} für die flächengemittelte Axialgeschwindigkeit an der Berechnungsstelle.

5.2.1 Zuströmbedingungen am Diffusoreintritt

Die Strömung am Eintritt des beschauften Diffusors ist wie in realen Ausführungen von Gasturbinen drallbehaftet. Die Umfangskomponente, welche nach der Energiezufuhr im Laufrad in der Strömung zugenommen hat, wird im stromab angeordneten Nachleitrad reduziert. Die damit einhergehende Verzögerung der Absolutgeschwindigkeit erhöht den statischen Druck. Im Gegensatz zu einem realen Verdichter kann in der Versuchsanlage ein stationärer Zustand ohne rotierende Laufradschaufeln in der Zuströmung hergestellt werden. Unter Verwendung der Vorleitschaufeln und dem Ersatz des Speichenrotors durch eine Scheibe, die lediglich den entstehenden Spalt in der Nabe schließt, entsteht eine „quasi“ stationäre Zuströmung zum beschauften Diffusor. Die Strömung wird durch die Nachlaufgebiete der stillstehenden Vorleitschaufeln gestört, was der Begriff „quasi“ stationär zum Ausdruck bringen soll, denn innerhalb des Nachlaufes liegt eine stark instationäre Strömung mit erhöhten Turbulenzgraden vor. Der durch die Vorleitschaufel verursachte Geschwindigkeitsdefekt im Nachlaufgebiet ist in Abbildung 5.5 verdeutlicht. Die Strömungsgrößen wurden in Messebene ME1 zwischen dem Vorleitrad und dem Diffusoreintritt mit der in Kapitel 4.1 beschriebenen Fünflochsonde gemessen.

Der vom Gehäuse zur Nabe hin diagonal verlaufende Nachlauf ist durch die über der Kanalhöhe verwundene Vorleitschaufelgeometrie bedingt. Die Vorleitschaufeln lenken die Strömung aufgrund des in Kapitel 3.3 beschriebenen Auslegungskonzepts des radialen Gleichgewichts von der Nabe zum Gehäuse hin schwächer um. Die Winkel der Absolutgeschwindigkeit verdeutlichen den linearen Abfall des Umlenkungswinkels über der Kanalhöhe in Abbildung 5.5. Bis zum Erreichen der Messebene ME1, 0,0034m stromab von der Hinterkante der Vorleitschaufel, hat der sich in Strömungsrichtung ausbreitende Nachlauf in der Nähe der Nabe eine größere Strecke in Umfangsrichtung zurückgelegt als im Gebiet des Gehäuses. Durch die mit dem Radius proportional ansteigende Strecke, die der Nachlauf zum Erreichen der gleichen Umfangsposition zurücklegen müsste, verstärkt sich die Schräglage des Nachlaufes über der Kanalhöhe.

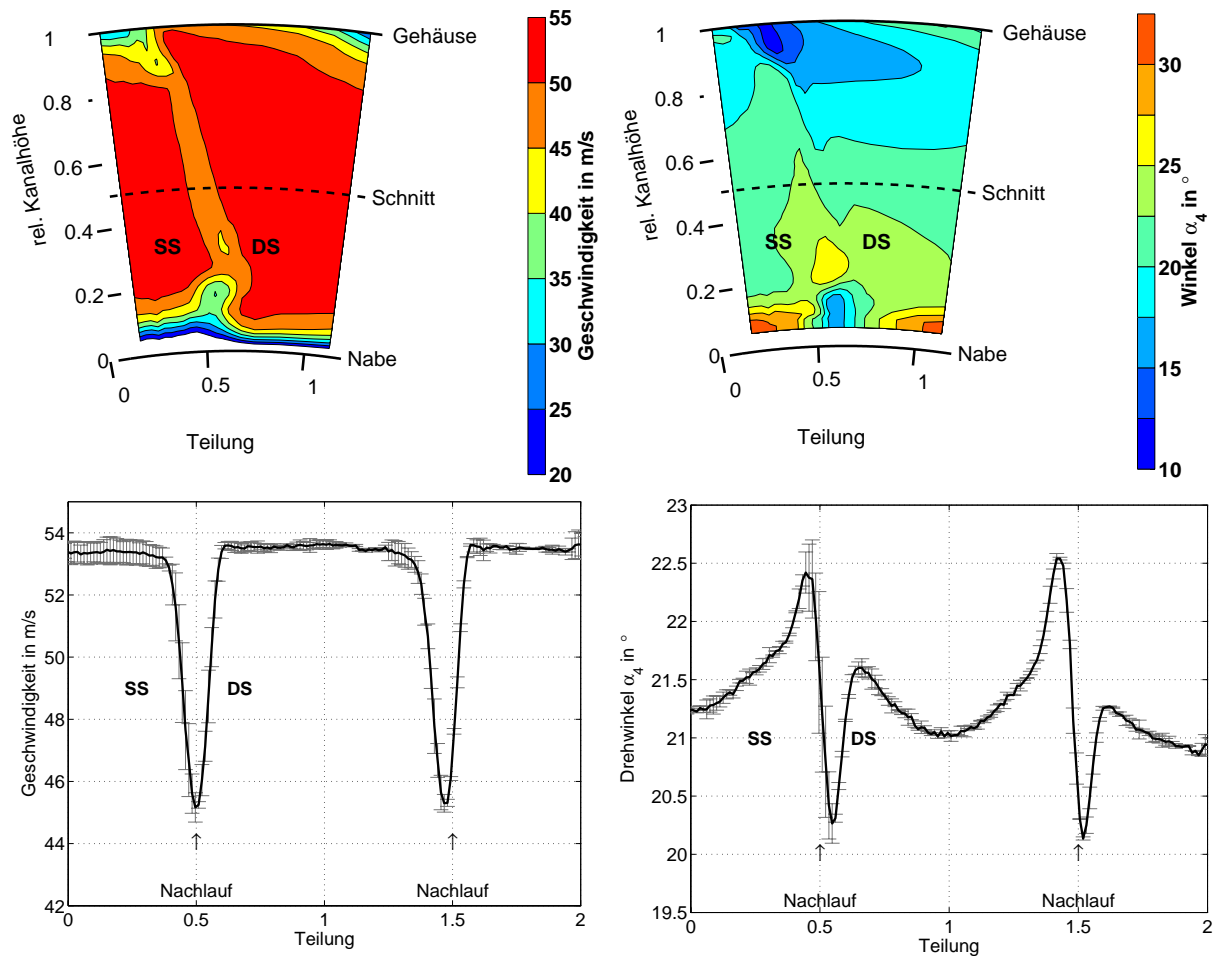


Abb. 5.5: Geschwindigkeit und Absolutwinkel α_4 am Diffusoreintritt in ME1 in Strömungsrichtung

Zur Quantifizierung der Nachlauftiefe und der Strömungswinkel in der Kanalmitte sind in Diagramm 5.5 die Geschwindigkeits- und Winkelverläufe über dem Umfang für zwei Schaufelteilungen aufgetragen. Die grauen Balken kennzeichnen darin die maximale Streuung der Messwerte bei der Wiederholung der Messung. Die integrale Fläche des Geschwindigkeitsdefekts im Schaufelnachlauf an der Umfangsposition 0,5 bzw. 1,5 ist ein Maß für die von der Schaufel erzeugten Strömungsverluste. Die Geschwindigkeitsdifferenz zwischen der Haupt- und der Nachlaufströmung beträgt 0,0034m stromab der Vorleitschaufelhinterkante maximal $\Delta c = 8 \frac{m}{s}$.

Die Abströmung der Vorleitschaufeln bewirkt einerseits eine ungleichförmige Verteilung des statischen Druckes und des Absolutwinkels über der Kanalhöhe, andererseits resultiert daraus eine in radialer Richtung homogene Massenstrombeaufschlagung des Diffusors. Dies wirkt sich

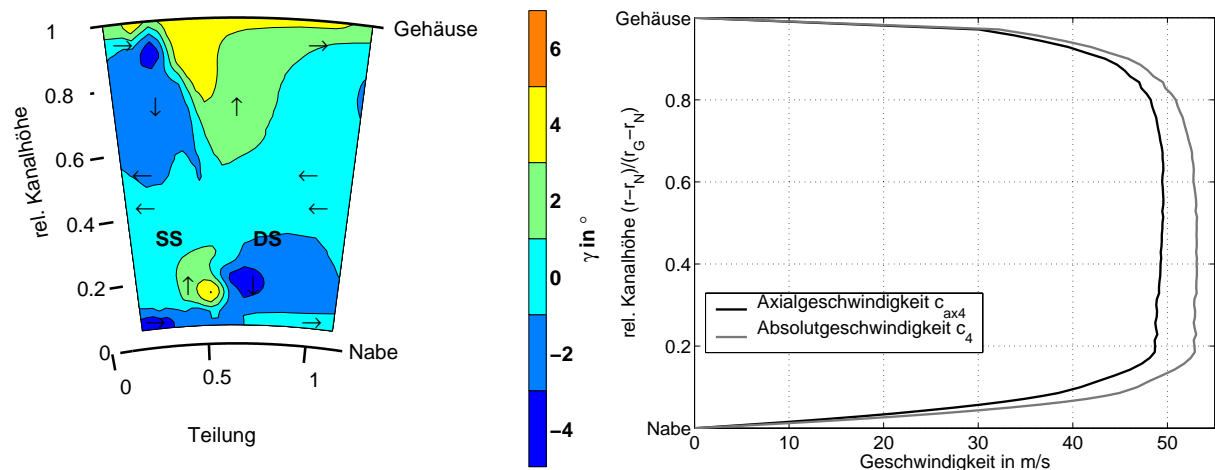


Abb. 5.6: Kippwinkel γ und Geschwindigkeitsverlauf bei Teilung=1 in der Abströmung der Vorleitschaufeln in ME1

günstig auf die Bestimmung des Druckrückgewinnkoeffizienten aus, da die statische Druckdifferenz auf den Mittelwert der Axialgeschwindigkeit in der Zuströmung bezogen wird. Das durch die Schaufelauslegung angestrebte radiale Kräftegleichgewicht zwischen Fliehkräften und Druckkräften bewirkt eine gleichmäßige Verteilung der Axialgeschwindigkeitskomponente über der Kanalhöhe, wie in Abbildung 5.6 zu erkennen ist. Die Verwendung der Axialgeschwindigkeit als massenstromabhängige Bezugsgröße für den statischen Druckaufbau des Diffusors ist somit gerechtfertigt. Die Absolutgeschwindigkeit nimmt hingegen mit der stärkeren Umlenkung der Schaufeln (vgl. Winkelverlauf in Abbildung 5.5) und den größeren Umfangsgeschwindigkeiten zur Nabe hin zu. Unabhängig vom radialen Gleichgewicht entstehen zwischen der Saug- und Druckseite zweier benachbarter Schaufeln zwei gegenläufig rotierende Sekundärwirbel, die neben den Verlusten durch die Grenzschicht- und Nachlaufströmung eine weitere Störung der Zuströmbedingungen zum Diffusor verursachen. Durch die Geschwindigkeitsunterschiede zwischen der Saugseite (hohe Geschwindigkeit) und der Druckseite (geringere Geschwindigkeit) der Schaufeln stellt sich im Schaufelkanal ein Druckgradient ein, der durch zwei die Hauptströmung überlagernden Sekundärwirbel ausgeglichen wird. In Abbildung 5.6 sind die Lagen und die Drehrichtung der Wirbel durch Pfeile angedeutet. Die druckinduzierte Sekundärströmung bewegt sich an der Saugseite der Schaufel von den Naben- und Gehäusewänden zur Kanalmitte und strömt auf der mittleren Radialposition im Kanal auf die Druckseite der benachbarten Schaufel. Dort teilt sich die Luft in zwei Ströme auf, die in entgegengesetzter Richtung an der Druckseite der Schaufel entlang zu den Kanalwänden strömen und sich in den Scherschichten der Grenzschicht an der Nabe und am Gehäuse wieder mit der Saugseite der vorherigen Schaufel ausgleichen.

Diese Zuströmung, welche durch die zuvor beschriebenen Nachläufe, Sekundärwirbel und Wandgrenzschichten charakterisiert ist, wird im Folgenden als Referenz für den Vergleich mit den durchgeführten Parameterstudien herangezogen.

5.2.2 Druckrückgewinn im Diffusor

Anhand des beim Ausgangszustand erzielten Druckrückgewinns soll für die beiden untersuchten Diffusoren mit den Öffnungswinkeln 10° und 15° der Verlauf des statischen Druckes durch den Diffusor erläutert werden.

In Diagramm 5.7 ist der Druckaufbau entlang der Diffusoraußenwand für diese Grundkonfiguration dem idealen Druckaufbau, der sich aus dem Flächenzuwachs nach Gleichung (2.1) und der Verzögerung der Strömung im Nachleitrad ergibt, gegenübergestellt. Für die Be-

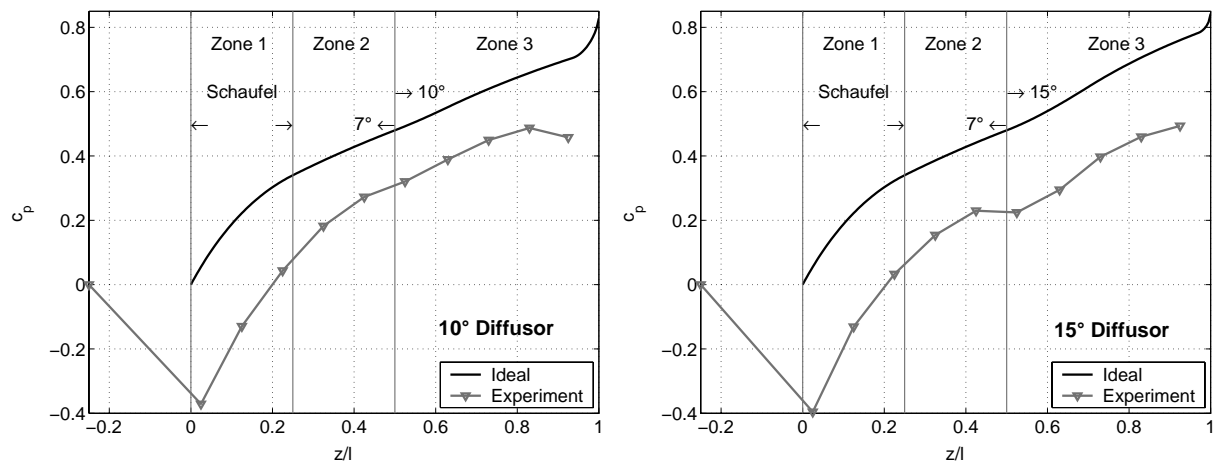


Abb. 5.7: Gegenüberstellung des idealen Druckrückgewinnkoeffizienten c_p zum experimentell Erreichten

rechnung des idealen Druckrückgewinnkoeffizienten $c_{p_{ideal}}$ wurde der mittlere Zuströmwinkel aus den Messungen in ME1 (siehe Abbildung 5.5) herangezogen und eine drallfreie Abströmung aus der Nachleitbeschaufelung angenommen. Unter den beschriebenen Bedingungen wird der maximale Druckrückgewinn mit dieser Geometrie erzielt. Der ideale Druckrückgewinnkoeffizient als Funktion der axialen Position z im Diffusor berechnet sich aus Gleichung (5.18), mit den aus den Gleichungen (3.4) bzw. (3.5) bekannten Flächenverhältnissen $AR(z)$.

$$c_{p_{ideal}}(z) = \frac{p_{5_{ideal}}(z) - p_4}{\frac{\rho}{2} c_{ax}^2} = \frac{1}{\cos^2 \alpha_4} \cdot \left[1 - \left(\frac{1}{AR(z)} \right)^2 \cdot \left(\frac{\cos \alpha_4}{\cos \alpha_5(z)} \right)^2 \right] \quad (5.18)$$

In axialer Richtung kann der Vordiffusor in drei Zonen unterteilt werden. Vom Eintritt bis zur Position $z/l = 0,25$ erstrecken sich die Nachleitschaufeln, die in den ersten Teil des Diffusors integriert sind. Die zusätzlich zum Diffusor wirkende Verzögerung der Strömung durch die gleichzeitige Abnahme des Dralls und der Absolutgeschwindigkeit führt zu einem steilen Anstieg des Druckrückgewinnkoeffizienten. Stromabwärts der Nachleitschaufel erfolgt kein zusätzlicher Druckrückgewinn durch Reduktion der Umfangskomponente der Absolutgeschwindigkeit. In der zweiten Zone, von der Nachleitschaufelhinterkante $z/l = 0,25$ bis zum Übergang in den stärker geöffneten Teil des Vordiffusors $z/l = 0,5$, findet eine geringere Verzögerung statt. Durch den geringen Öffnungswinkel der Außenwand von 7° wird die Grenzschicht des Abströmgebiets in unmittelbarer Nähe der Nachleitschaufeln entlastet. Es schließt sich die dritte Zone $0,5 \leq z \leq 1$ an, in der nach einem kurzen Übergangsgebiet wieder größere Öffnungswinkel der Außenkontur des Vordiffusors eine stärkere Verzögerung hervorrufen.

Die größten Abweichungen der gemessenen Wanddruckverläufe vom idealen Druckrückgewinn treten am Eintritt in den Vordiffusor auf. Verantwortlich hierfür ist eine Unstetigkeit in der Außenwandgeometrie am Übergang vom modellierten Verdichter in den Vordiffusor. An der Fügestelle zwischen dem Verdichter und dem geradwandigen Ringdiffusor entsteht aufgrund des sich ändernden Öffnungswinkels von 0° auf 7° ein Knick in der Wandkontur. Hinter der Kante dieses stumpfen Winkels bildet sich an der äußeren Wand des Vordiffusors ein Ablösegebiet, das sich bis zur ersten Druckmessstelle erstreckt und einen starken Druckverlust hervorruft. Weiter stromabwärts kommt es an der Diffusorwand zu einem Wiederanlegen der Grenzschicht und der Druckrückgewinn kann weiter voranschreiten. Des Weiteren findet durch den versperrten Strömungsquerschnitt der Nachleitschaufeln aus Gründen der Kontinuität eine Beschleunigung der Strömung statt, die sich im Bereich der Schaufeln in einer Abnahme des statischen Druckes äußert.

Ein weiteres Ablösegebiet tritt am Übergang von Zone 2 nach 3 in der zweiten Diffusorvariante (15° Öffnungswinkel) auf. In diesem Bereich stagniert der Druckrückgewinn aufgrund des geringen Absatzes, der sich beim Einbau des später hergestellten Diffusoraufsatzes mit 15° Öffnungswinkel nicht vermeiden ließ. In der Grundkonfiguration wurde der 10° Diffusor im eingebauten Zustand hergestellt, wodurch der Absatz an der Übergangsstelle minimiert werden konnte. Folglich ist in dem Wanddruckverlauf der 10° Diffusorvariante an dieser Stelle kein Einbruch im Druckaufbau zu vermerken. Am Austritt hingegen ist als Folge des zu groß gewählten Radius an der Austrittskante zum Stoßdiffusor ein Druckabfall erkennbar. Weniger deutlich wird dieser Druckabfall in Abbildung 5.8 sichtbar, die den statischen Druckrückgewinn am Austritt des Diffusors in MV2 zeigt. Auf den Diagrammachsen sind darin die Umfangspositionen über der Kanalhöhe aufgetragen. Erstere sind auf die Schaufelabstände der Nachleitschaufeln (insgesamt drei Schaufelteilungen) bezogen. Letztere geben den normierten

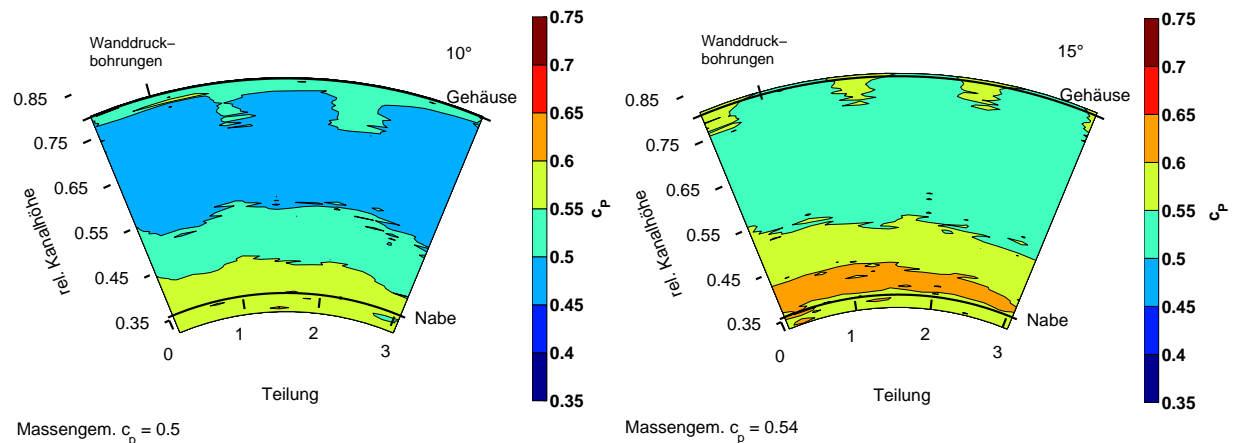


Abb. 5.8: Vergleich der Druckrückgewinnkoeffizienten für den 10° und den 15° Diffusor in MV2 am Diffusoraustritt über drei Schaufelteilungen

Abstand zwischen Brennkammernabe (0) und -gehäuse (1) an. Der Druckrückgewinn wird dabei aus der Druckdifferenz zwischen dem Wanddruck in Messebene ME1 und den statischen Drücken in MV2 sowie mit dem in Gleichung (5.11) korrigierten flächengemittelten dynamischen Druck aus Messebene ME1 gebildet. Der durch die Massenmittelung berechnete mittlere Druckrückgewinn in MV2 ist aufgrund der Einbeziehung des gemessenen Strömungsbereiches zur Bestimmung des mittleren Druckrückgewinns aussagekräftiger als die Ermittlung des Koeffizienten über den Wanddruckverlauf. Dies wird besonders bei der Diffusorvariante mit dem geringeren Öffnungswinkel deutlich. Es zeigt sich bei der Messung in MV2 an der markierten Umfangsposition der Diffusoraußenwand, an der sich die Wandbohrungen befinden, eine starke Veränderung des Druckrückgewinns. Dabei handelt es sich jedoch um eine lokale Erscheinung, die mit der Störung der Strömung durch die Wandbohrungen zusammenhängen könnte. In den benachbarten Teilungen erfolgt der Druckaufbau gleichmäßiger, was diese Vermutung bestätigt. Insgesamt wird durch die Massenmittelung ein Druckrückgewinn von 0,5 bestimmt, der deutlich oberhalb dessen der letzten Wanddruckbohrung liegt. Wird hingegen in Abbildung 5.7 der Wanddruck am Diffusoraustritt $z/l = 1$ aus den drei Messwerten der davorliegenden Bohrungen extrapoliert, ergibt sich ein c_p -Wert von 0,51.

Mit dem größeren Flächenverhältnis der 15° -Variante wird ein höherer Druckrückgewinn erzielt. Der Wanddruckverlauf aus Abbildung 5.7 passt hier besser zum Druckverlauf am Austritt des Diffusors. Der extrapolierte c_p -Wert beträgt 0,52 gegenüber dem massengemittelten Druckrückgewinnkoeffizienten von 0,54. An der Nabe zwischen 0,35 und 0,55 der relativen Kanalhöhe des Diffusors wird die Strömung stärker verzögert (vgl. Abbildung 5.8), was die Wanddruckmessung an der Außenkontur des Diffusors nicht erfasst. Bei der Integration des massen-

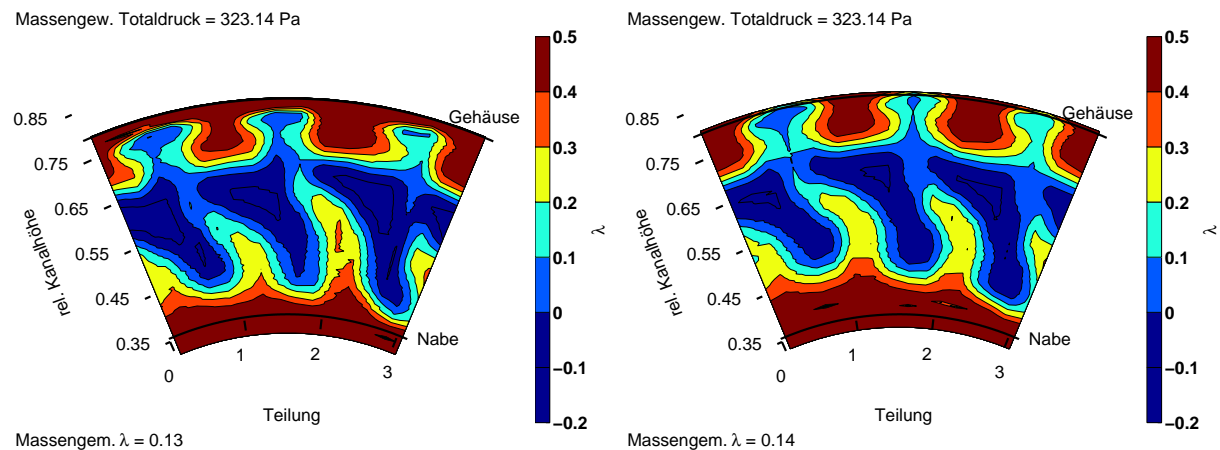


Abb. 5.9: Vergleich der Totaldruckverluste für den 10° und den 15° Diffusor in MV2 am Diffusoraustritt über 3 Schaufelteilungen

gemittelten Wertes hingegen wird der Nabenbereich mit in die Berechnung einbezogen, wenn auch wegen des geringeren Radiuses und der niedrigen Geschwindigkeiten an dieser Position nur sehr gering. Dies führt zu der beobachteten Aufwertung des Druckkoeffizienten.

Der in Abbildung 5.9 dargestellte massengemittelte Totaldruckverlust ändert sich in der Abströmung der beiden Diffusorvarianten kaum. Der integrale Wert des Totaldruckes in Messenebene MV2 wird ebenso wie der Druckrückgewinnkoeffizient durch die Korrelation (5.9) mit der statischen Druckdifferenz in ME1 am Messtag korrigiert. Die Verläufe der Totaldruckverluste sind deutlich von den Nachlaufgebieten der Nachleitschaufeln und der hochbelasteten Grenzschichtströmung in der Nähe der Diffusorwände geprägt. Die Position der Nachläufe wurde mit Hilfe von Ölanstrichbildern an der Nabe und am Gehäuse des 15°-Diffusors visualisiert und identifiziert (siehe Anhang B). Die durch die Nachleitschaufeln hervorgerufenen Verluste verringern den Totaldruck in den Nachlaufgebieten hinter den Schaufeln. Diese Nachlaufgebiete, die sich, unterstützt durch die Verzögerung der Strömung im Diffusor (vgl. Wolf et al. [68]), mit zunehmendem Abstand hinter den Schaufeln mit der Hauptströmung vermischen, treten in den Abbildungen 5.9 als Streifen erhöhter Totaldruckverluste auf. Der Unterschied zwischen den beiden Konfigurationen resultiert im Besonderen aus der höher belasteten Nabenströmung im 15°-Diffusor. Der höhere Druckrückgewinn wird somit durch einen geringen Anstieg des Totaldruckverlustes erkaufte. Diese irreversible Zustandsänderung wird in Fluggasturbinen in Kauf genommen, sofern sich die Gewichtersparnis des Gesamttriebwerks durch die kürzere Bauform des Diffusors rechnet. In stationären Gasturbinen ist das Gewicht eher von untergeordneter Bedeutung, weshalb die Konstrukteure zur Auswahl von Bauformen mit geringen Totaldruckverlusten tendieren. Jedoch gilt es auch in den stationären Gasturbinen die axialen

Baulängen klein zu halten, um die Lagerabstände der rotierenden Welle, auf der die Laufäder des Verdichters und der Turbine befestigt sind, zu minimieren. Oft finden dort aber auch Radialdiffusoren Verwendung, welche die Strömung senkrecht zur Wellenachse nach außen umlenken und den maßgeblichen Flächenzuwachs durch die Zunahme des Radius des durchströmten Kanals erreichen. Der axiale Bauraum des Diffusors wird dadurch minimiert. Die untersuchte axiale Bauform ist daher häufiger in Flugtriebwerken vorzufinden, in denen das Gewicht und die für den Strömungswiderstand verantwortliche Stirnfläche der Triebwerkszelle klein gehalten werden sollen. Die rein radiale Bauform des Diffusors würde den Durchmesser des Gesamttriebwerks vergrößern. Das Bestreben nach kompakten Bauweisen der Triebwerke führt unter anderem dazu, dass die Nachleitschaufeln der letzten Verdichterstufe in den Diffusor integriert sind und somit die Diffusoreinheit mit dem Drall des letzten Verdichterlaufrades beaufschlagt wird.

5.2.3 Einfluss des Dralls auf den beschaufelten Diffusor

Die eigentliche Aufgabe des Diffusors besteht darin, die Geschwindigkeit in der Strömung zu reduzieren und daraus einen statischen Druckrückgewinn zu erzeugen. Eine vorhandene Umfangsgeschwindigkeit in der Abströmung des Diffusors ist zunächst ein zum Druckrückgewinn nicht genutzter Geschwindigkeitsanteil und sollte folglich vermieden werden. McDonald et al. [42] konnten jedoch zeigen, dass besonders bei abgelösten Diffusoren ein geringer Drall in der Strömung den Druckrückgewinn deutlich begünstigt. In nicht abgelösten Diffusoren zeigte sich in seinen Untersuchungen keine Verbesserung des Druckrückgewinns. Die größten Effekt des Dralls in der Zuströmung konnten in Diffusoren mit den Öffnungswinkeln $2\Theta = 12^\circ$ und $2\Theta = 15^\circ$ bei Drallwinkeln von etwa 10° nachgewiesen werden. Durch die verlängerte Strecke, die eine verdrallte Stromlinie durch den Diffusor zurücklegt, konnte die beginnende Ablösung der Diffusorgrenzschicht unterbunden werden. Eine weitere Steigerung des Dralls über diesen Winkel hinaus führte wegen des hohen Umfangsgeschwindigkeitsanteils am Austritt, der nicht zum Druckaufbau beiträgt, zu einer Verschlechterung des Druckrückgewinns. Durch die besondere Ausführung des Diffusors mit integrierten Nachleitschaufeln wirkt sich die drallbehaftete Zuströmung in der Versuchsanlage jedoch anders auf die Diffusorströmung aus. Im Wesentlichen wird durch den veränderten Zuströmwinkel eine Fehlanströmung der Nachleitschaufeln am Eintritt des Diffusors verursacht, deren Abströmverhalten sich in Abhängigkeit der Größe des Inzidenzwinkels verändert. Die resultierende Minderung des Umlenkverhaltens der Schaufeln durch die erhöhte Grenzschichtbelastung bei einer Fehlanströmung des Profils äußert sich in einer Änderung der Umfangskomponente der Geschwindigkeit hinter den Nachleitschaufeln. Erst diese Abweichung des Dralls vom Auslegungszustand kann sich im folgenden Teil des Diffusors auf die Strömung auswirken, wie einleitend beschrieben. Der aufgeprägte Drallunterschied in

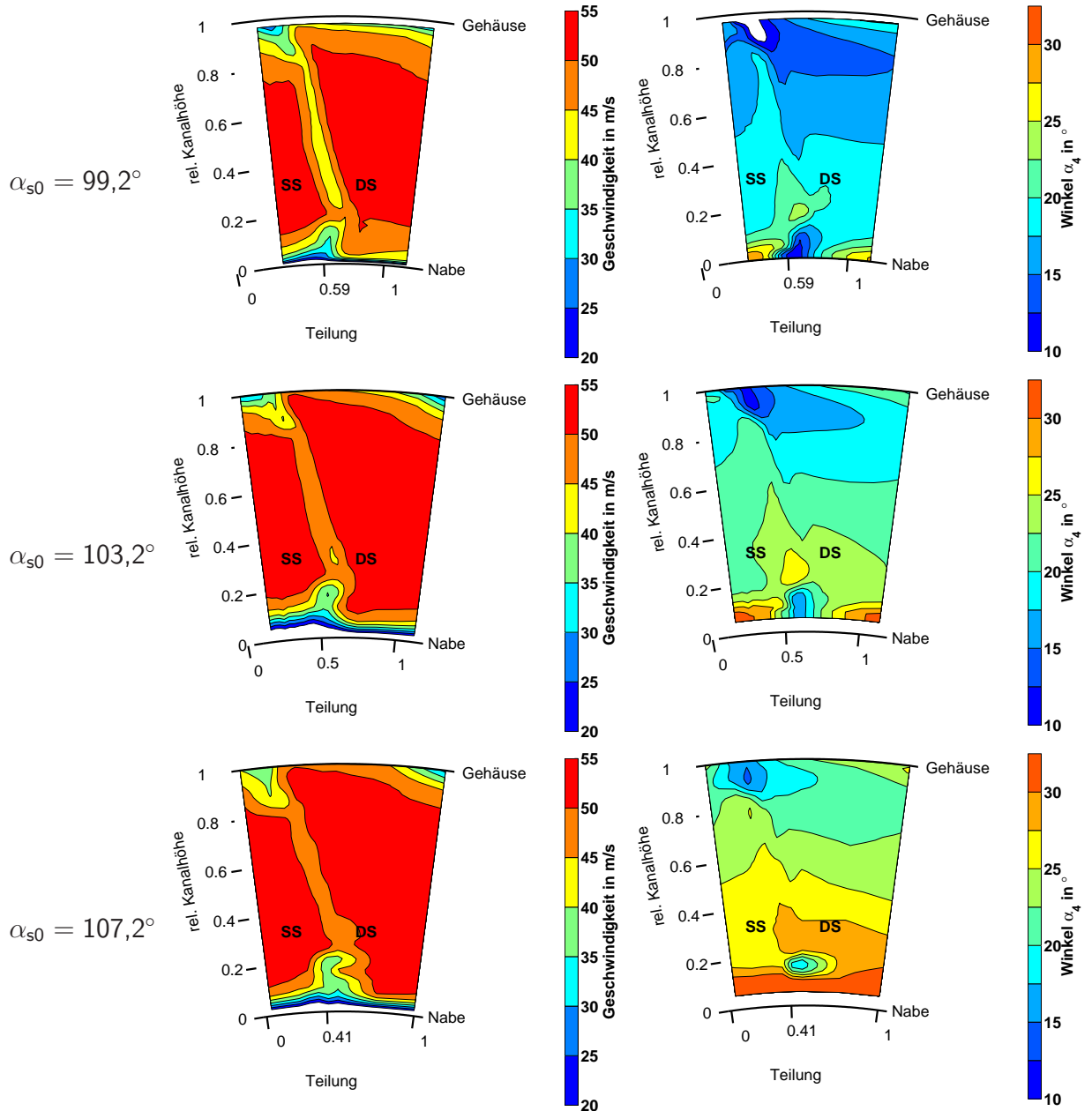


Abb. 5.10: Vergleich der Zuströmgeschwindigkeit und -winkel in ME1 am Diffusoreintritt über eine Schaufelteilung für unterschiedliche Staffelungswinkel der Vorleitschaufeln

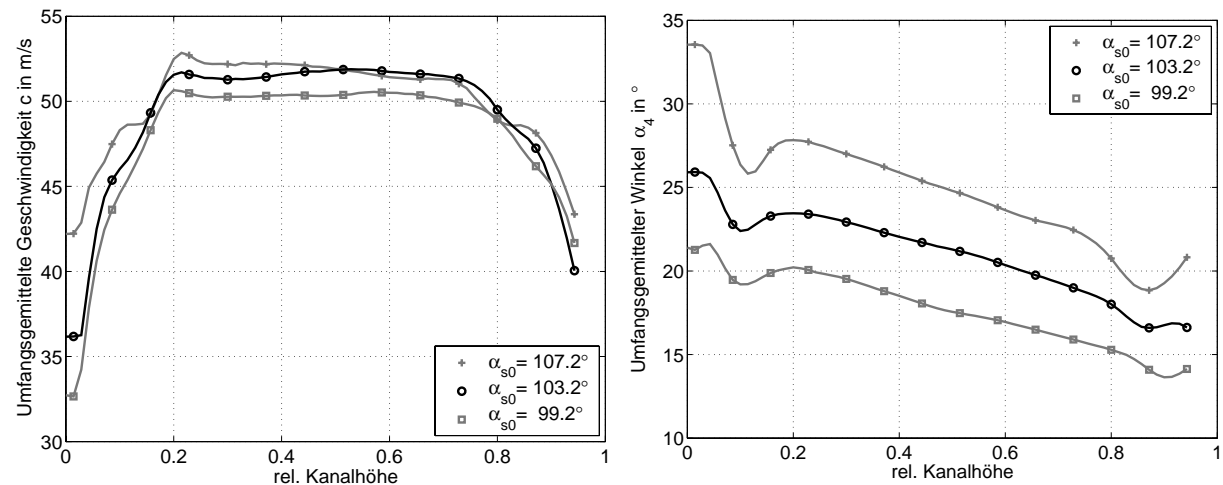


Abb. 5.11: Vergleich der umfangsgemittelten Zuströmgeschwindigkeit und -winkel in ME1 am Diffusoreintritt für unterschiedliche Staffelungswinkel der Vorleitschaufeln

der Diffusorzuströmung wirkt sich demnach nicht unmittelbar auf die Strömung aus, sondern wird über die höher belasteten Nachleitschaufeln teilweise ausgeglichen.

In den vorgenommenen Untersuchungen wurde der Staffelungswinkel der Vorleitschaufeln bezogen auf die Ausgangsvariante um $\pm 4^\circ$ variiert, um dadurch eine Dralländerung in der Zuströmung zum beschauften Diffusor hervorzurufen. Die Versuche wurden mit der stärker verzögerten Strömung im Diffusor mit dem Öffnungswinkel $2\Theta = 15^\circ$ durchgeführt, da hier deutlichere Auswirkungen auf das Strömungsbild am Austritt des Diffusors zu erwarten waren. Die Veränderungen, welche sich durch die Umstaffelung der Vorleitschaufeln in der Zuströmung ergeben, sind in Abbildung 5.10 zusammengefasst.

Der Winkel ändert sich mit dem Staffelungswinkel gleichförmig über der Kanalhöhe. Mit dem Abströmwinkel wandern auch die Nachläufe der Schaufeln in Messebene ME1 an eine andere Umfangsposition. Bei unveränderter Einbauposition der Nachleitschaufeln nehmen die Nachläufe nun einen anderen Weg durch den Schaufelkanal im Diffusor. Die Winkeldifferenz aus der Umstaffelung der Vorleitschaufeln kann nicht direkt auf den Abströmwinkel übertragen werden, wie der umfangsgemittelte Winkelverlauf über der Kanalhöhe in Abbildung 5.11 zeigt. Die erreichte Veränderung des Zuströmwinkels beträgt für die Umstaffelung von $\Delta\alpha_{s0} = -4^\circ$ im Mittelschnitt des Kanals $\Delta\alpha_4 = -3,7^\circ$ und für die stärker umgelenkte Strömung mit dem um $\Delta\alpha_{s0} = +4^\circ$ umgestaffelten Vorleitschaufeln $\Delta\alpha_4 = 3,6^\circ$. Da die Axialgeschwindigkeit im Kanal bei unverändertem Massenstrom konstant bleibt, nimmt die Absolutgeschwindigkeit mit der Umlenkung durch die größer werdende Umfangskomponente zu.

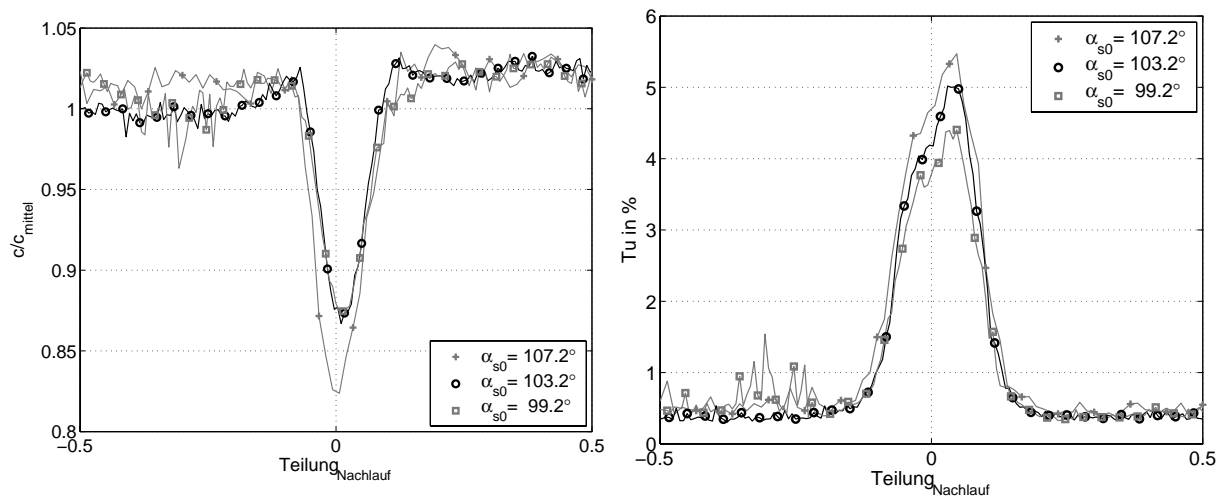


Abb. 5.12: Vergleich der Geschwindigkeitsdefekte und Turbulenzintensitäten im Nachlauf auf halber Kanalhöhe in ME1 am Diffusoreintritt für unterschiedliche Staffelungswinkel der Vorleitschaufeln

Gleichzeitig steigt auch der Geschwindigkeitsdefekt im Nachlaufgebiet der Vorleitschaufeln an. Die Turbulenzintensität nimmt ebenfalls mit den ansteigenden Geschwindigkeitsgradienten in der Scherschicht zwischen den Nachläufen und der Hauptströmung zu. In Abbildung 5.12 sind die Nachlaufgebiete der Vorleitschaufeln bei den untersuchten Staffelungswinkeln in der Kanalmitte über einer Schaufelteilung aufgetragen. Zur besseren Vergleichbarkeit wurden die Nachlaufpositionen bei der Auftragung auf solche Weise am Umfang verschoben, dass die Nachlaufgebiete in ME1 zur Überdeckung kommen. Der Vergleich zeigt die Zunahme der Verluste in der Zuströmung mit ansteigender Umlenkung und Schaufelbelastung. Die Ungleichförmigkeit in der Zuströmung wird heraufgesetzt und der mittlere Turbulenzgrad steigt durch die intensiveren Nachlaufgebiete.

Das Grenzschichtverhalten an der Nabe und am Gehäuse des ringförmigen Zuströmkanals soll anhand der in Kapitel 5.2 eingeführten Verdrängungsdicke (5.12), Impulsverlustdicke (5.13), dem Formparameter (5.14) und der Verblockung (5.15) analysiert werden. Mit Hitzdrahtmessungen konnte festgestellt werden, dass die Variation des Vorleitradstaffelungswinkel keinen großen Einfluss auf die Grenzschichtdicke an den Kanalwänden ausübt. Die in Abbildung 5.13 dargestellten Grenzschichteigenschaften zeigen nur eine geringe Abhängigkeit der Wandströmung vom Staffelungswinkel der Vorleitschaufeln. Auffällig ist jedoch der Unterschied in der Verdrängungsdicke zwischen der Nabe und dem Gehäuse. Die Grenzschicht an der Nabe ist durch die höhere Umfangskomponente stärker belastet. Dies wird durch den Verlauf der

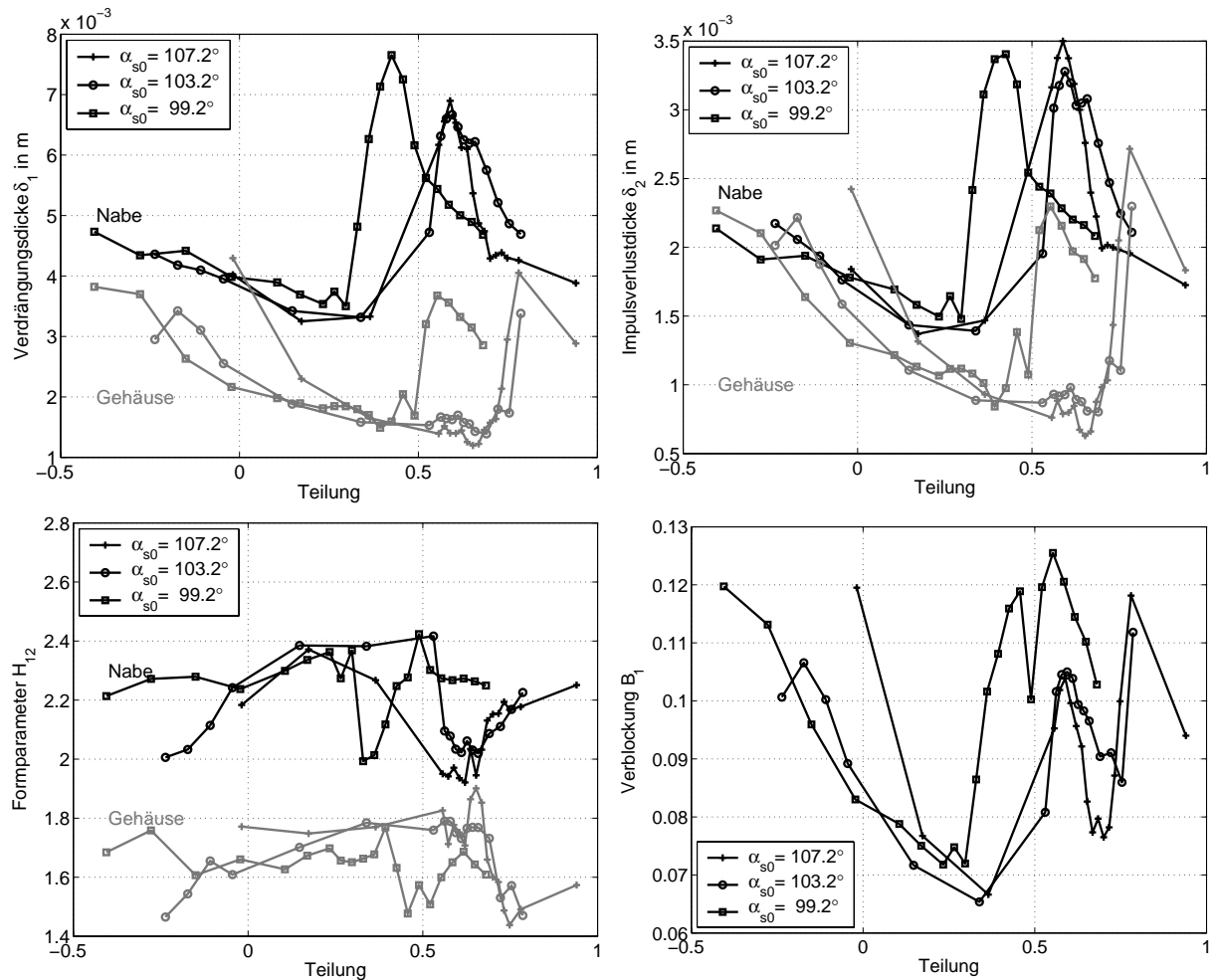


Abb. 5.13: Vergleich der Grenzschichtgrößen an den Strömungskanalwänden in ME1 am Diffusoreintritt für unterschiedliche Staffelungswinkel der Vorleitschaufeln

Impulsverlustdicke (δ_2) bestätigt, bei deren Berechnung durch die zusätzliche Multiplikation mit der Grenzschichtgeschwindigkeit der Unterschied zwischen Nabe und Gehäuse ausgeglichen wird. Die Grenzschicht ist aber absolut gesehen an der Nabe dicker und versperrt der Hauptströmung in dieser Zone die Zuströmung in den Diffusor. Die Verblockung B_1 nimmt als Folge daraus zu. Die Nabe ist infolge des hohen Formparameters H_{12} im nachfolgenden Diffusor einer erhöhten Ablöse neigung ausgesetzt. Eine besondere Zunahme der Grenzschichtdicken ist für alle Kurvenverläufe an den Umfangspositionen der Nachläufe zu verzeichnen. Die verzögerte Strömung in den Nachlaufgebieten vermag aufgrund ihrer hohen Turbulenzintensitäten in die Grenzschicht zu diffundieren (vgl. Schobeiri [54]) und diese aufzudicken. Über den Umfang betrachtet ergeben sich dadurch deutlich größere Werte für die Grenzschichtgrößen.

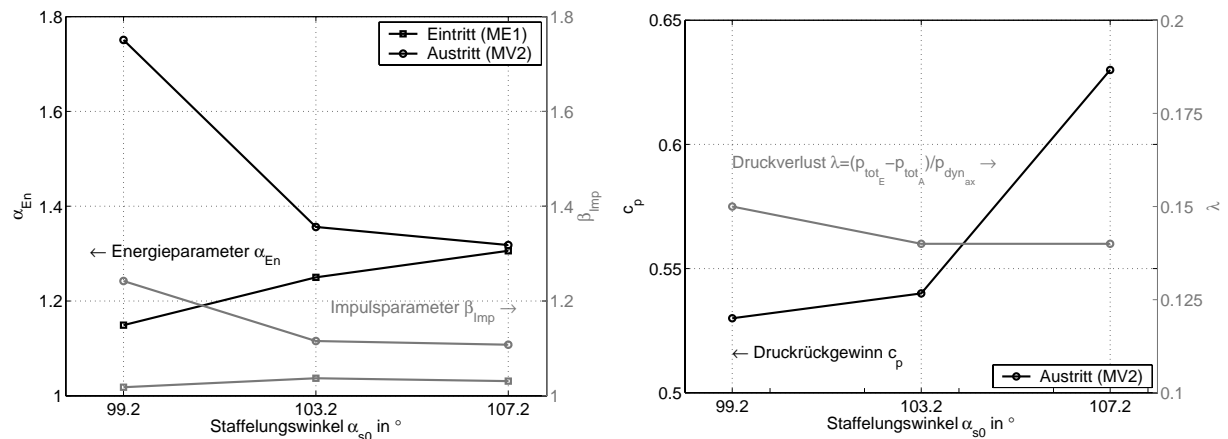


Abb. 5.14: Vergleich der Energie- und Impulsparameter am Diffusorein- (ME1) und -austritt (MV2) für unterschiedliche Staffelungswinkel der Vorleitschaufeln

Zusammenfassend bleibt festzuhalten, dass die Strömung am Eintritt in den Diffusor durch die Nachläufe und die Grenzschichtverläufe bestimmt wird. Während sich die Nachlaufintensitäten und im Besonderen die Ausbreitungsrichtung mit den unterschiedlichen Staffelungswinkeln verändern, weisen die Grenzschichtdicken keine signifikanten Abhängigkeiten von der Vorleitschaufelstellung auf. Die in Abbildung 5.14 gezeigten integralen Größen zur vollständigen Beschreibung der Ungleichmäßigkeit in der Zuströmung über der Kanalhöhe und in Umfangsrichtung berücksichtigen beide Anteile und werden aus zuvor genannten Gründen im Wesentlichen durch die Nachlaufstrukturen bestimmt.

Nach der ausführlichen Charakterisierung der Strömungsbedingungen am Diffusoreintritt sollen im Folgenden die Auswirkungen auf die Diffusorströmung diskutiert werden. In Abbildung 5.14 sind bereits die gemessenen Energie- und Impulsparameter am Austritt des Diffusors enthalten. Die Messungen in Messvolumen MV2 konnten nicht innerhalb des Diffusors vorgenommen werden. Die Traversur der Sonden war nur 5mm hinter der Vordiffusoraustrittskante möglich. Deswegen ist in der Bestimmung des Impuls- und Energieparameters der Einfluss der Wandgrenzschicht nur in einer abgeschwächten Form enthalten. Der absolute Vergleich zwischen den Größen am Diffusoreintritt und -austritt ist daher nur bedingt zulässig. Die Änderungen, welche durch die unterschiedlichen Staffelungswinkel hervorgerufen werden, können jedoch in MV2 miteinander verglichen werden.

Die Ungleichmäßigkeiten nehmen in der Strömung unter Berücksichtigung der zuvor erwähnten Einschränkungen vom Diffusoreintritt zum -austritt hin zu. Dies wird durch die ansteigenden Werte für den Energie- und Impulsparameter deutlich. Die Verzögerung und der damit verbundene

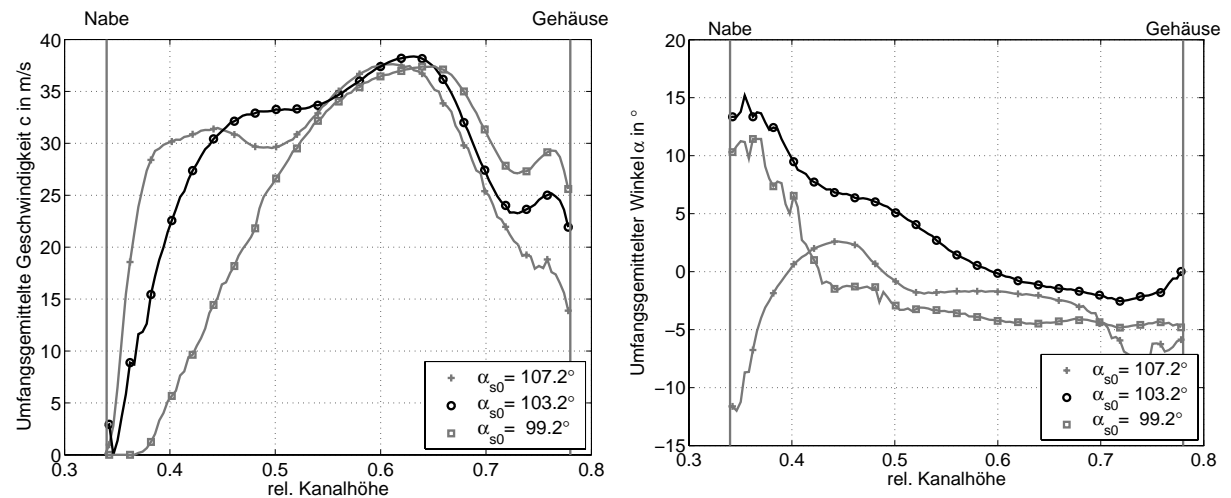


Abb. 5.15: Vergleich der umfangsgemittelten Abströmgeschwindigkeiten und -winkel in MV2 für unterschiedliche Staffelungswinkel der Vorleitschaufeln

positive Druckgradient im Diffusor führen zu dieser Verstärkung der inhomogenen Strömungsverteilung. Die stärkste Verzögerung im Diffusor erfährt laut Gleichung (2.3) der Stromfaden mit der geringsten Geschwindigkeit, was die Verungleichmäßigung zum Austritt hin erklärt. Am Eintritt des Diffusors steigen die Parameter zusammen mit der Absolutgeschwindigkeit (vgl. 5.11) in der Zuströmung und den zunehmenden Verlusten durch die Nachläufe (vgl. 5.12) an. Je stärker die Umlenkung wird, desto größer sind die Parameter. Jedoch zeigen sich am Austritt des Diffusors abweichende Tendenzen. Trotz der starken aerodynamischen Belastung der Nachleitschaufeln durch den starken Drall in der Zuströmung wird die Gleichförmigkeit der Abströmung nicht oder nur unwesentlich beeinflusst. Der Energie- wie auch der Impulsparameter bleiben zwischen den Staffelungswinkeln $\alpha_{s0} = 103,2^\circ$ und $\alpha_{s0} = 107,2^\circ$ nahezu konstant. Eine ähnliche Tendenz ist im massengemittelten Totaldruckverlust des Diffusors zu verzeichnen. Der Druckverlust verändert sich zwischen den beiden Staffelungswinkeln nur unwesentlich. Der Druckrückgewinnkoeffizient hingegen erreicht sein Maximum bei dem größten Staffelungswinkel. Dies lässt sich durch die erhöhte Drallkomponente erklären, welche am Eintritt des Diffusors vorliegt und in den Nachleitschaufeln unter Reduktion der Umfangskomponente zu einem Druckaufbau umgesetzt werden kann. Zur Bestätigung dieser Vermutung wurde der umfangsgemittelte Drall in der Abströmung des Diffusors in MV2 bestimmt (siehe Abbildung 5.15).

In der Darstellung wird eine Abnahme des Restdralls in der Abströmung an der Nabe für den hohen Drall in der Zuströmung deutlich. Ein direkter Vergleich der erreichten Druckrück-

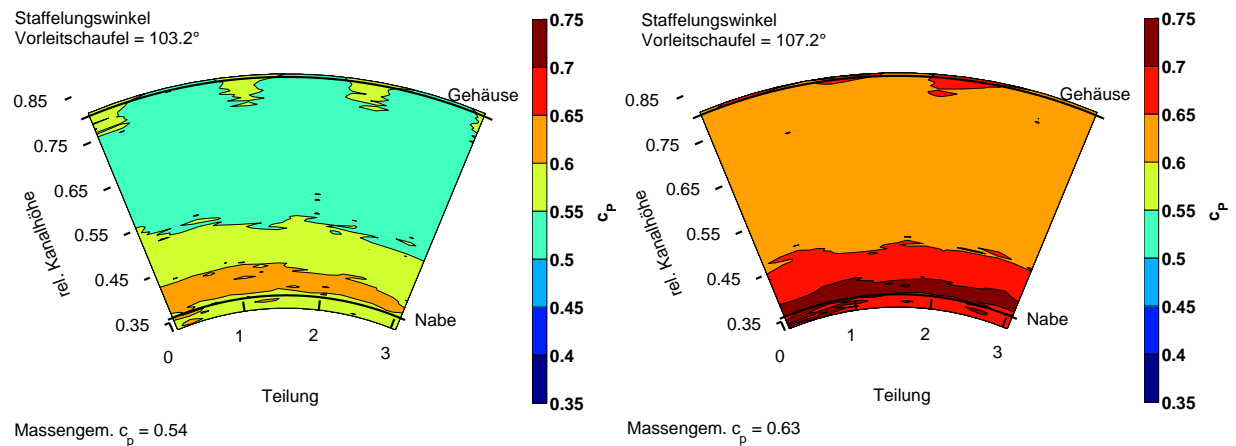


Abb. 5.16: Vergleich der Druckrückgewinnwerte in MV2 für die Vorleitstaffelungswinkel $\alpha_{s0} = 103,2^\circ$ und $\alpha_{s0} = 107,2^\circ$

gewinne an den Messpositionen in MV2 zwischen den Staffelungswinkeln in Abbildung 5.16 zeigt die verbesserte Verzögerung der Strömung an der Nabe für den hohen Eintrittsdrall. Außerdem ist die Verteilung des Druckaufbaus über der Diffusorkanalhöhe gleichmäßiger, was in dem großflächigen Gebiet konstanten Druckes im Konturplot zum Ausdruck kommt.

Durch den vom Auslegungspunkt abweichenden Staffelungswinkel der Nachleitschaufeln, der mittels der numerischen Simulation in Kapitel 3.3 lediglich im Mittelschnitt für eine drallfreie Abströmung optimiert wurde, kommt es oberhalb und unterhalb des Mittelschnittes an der Nabe und am Gehäuse zu Fehlanströmungen der Schaufelvorderkanten. D.h. obwohl die Nachleitschaufel in der Drallvariante $\alpha_{s0} = 103,2^\circ$ im Mittelschnitt stoßfrei angeströmt wird, entspricht dies an der Nabe nicht dem optimalen Anströmwinkel. Mit zunehmendem Staffelungswinkel der Vorleitschaufeln und wachsendem Inzidenzwinkel der Anströmung des Mittelschnittsprofils kommt es zu einer verbesserten Anströmung des Profilschnittes an der Nabe. Das Optimum für die untersuchten Vorleitschaufelstellungen stellt sich bei dem größten Staffelungswinkel von $\alpha_{s0} = 107,2^\circ$ ein. Das Ergebnis dieser Parameterstudie ist jedoch aufgrund der speziellen von der Auslegung abweichenden Strömung an der Diffusornabe nicht auf andere Diffusorkonfigurationen übertragbar. Es ist davon auszugehen, dass eine weitere Steigerung des Staffelungswinkels zu keinem zusätzlichen Druckrückgewinn führen wird, da eine Strömungsablösung am Nachleitradprofil zu erwarten ist, die dem Druckaufbau entgegenwirkt. In den Untersuchungen von Vassiliev et al. [65] kam es bei einer Fehlanströmung der Nachleitschaufeln im Diffusor mit 10° positivem Inzidenzwinkel zu einer Ablösung, welche den Druckrückgewinn von $c_p = 0,75$ auf $c_p = 0,7$ reduzierte.

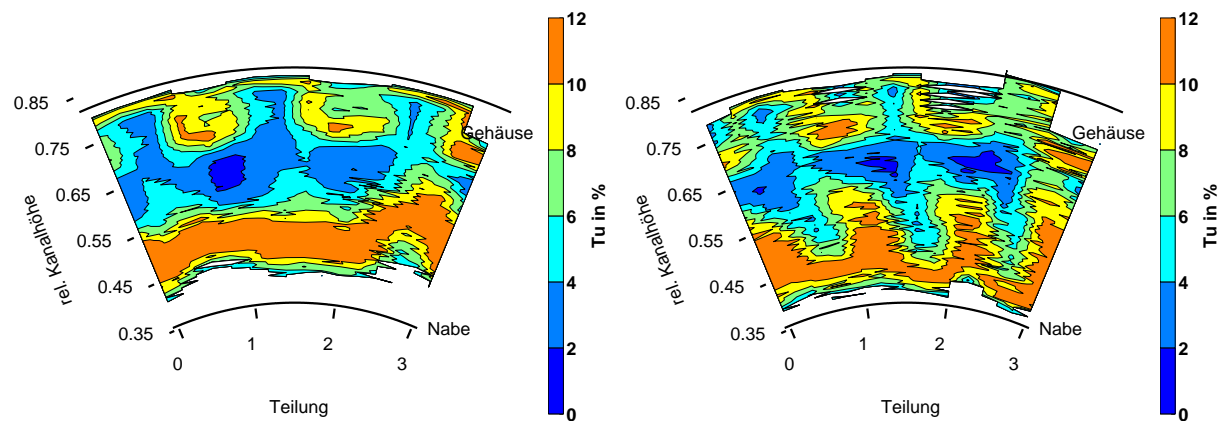


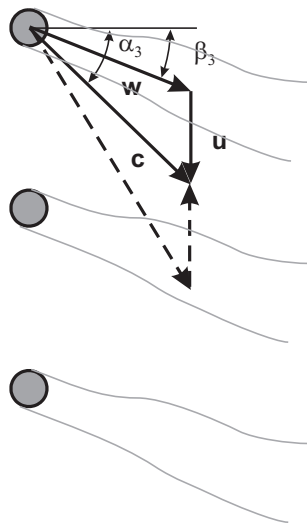
Abb. 5.17: Vergleich der Turbulenzgrade in (MV2) für die Vorleitstafelungswinkel $\alpha_{s0} = 99,2^\circ$ (links) und $\alpha_{s0} = 103,2^\circ$ (rechts)

Eine Ablösung der Strömung an der Diffusornabe wird bei negativem Inzidenzwinkel $\alpha_{s0} = 99,2^\circ$ vermutet. Die umfangsgemittelten Geschwindigkeits- und Winkelverläufe in Abbildung 5.15 deuten auf ein Ablösegebiet an der Nabe mit mangelhafter Durchströmung hin. Der Geschwindigkeitsdefekt und der sprunghafte Anstieg des Umlenk winkels unterhalb der Kanalhöhe 0,45 legen diese Vermutung nahe. Die hohen Turbulenzgrade in diesem Gebiet weisen auf hohe Schwankungsanteile in der Strömung hin, die für Ablösegebiete charakteristisch sind. Ein Vergleich der in Abbildung 5.17 gegenübergestellten Turbulenzgrade bei den Staffelungswinkeln $\alpha_{s0} = 103,2^\circ$ und $\alpha_{s0} = 99,2^\circ$ zeigt, dass die Nachlaufgebiete mit erhöhten Turbulenzgraden in der Nähe der Nabe komplett zusammenwachsen.

Durch die stark verlustbehaftete Strömung an der Nabe nehmen der Totaldruckverlust bzw. die Druckverlustzahl λ und die Energie- und Impulsparameter in Diagramm 5.14 zu und der Druckrückgewinn ab. Der negative Inzidenzwinkel äußert sich demnach am ungünstigsten auf die Belastung der Strömung an der Nabe und sollte zum Erreichen guter Diffusorwirkungsgrade in der untersuchten Versuchsanlage vermieden werden.

5.2.4 Einfluss periodisch instationärer Eintrittsbedingungen auf die Diffusorströmung

Der Diffusor ist durch seine Einbauposition in Gasturbinen der instationären Abströmung des Verdichters ausgesetzt. Je nach Schaufeldicke und Anzahl der Schaufelräder liegt am Austritt eine entsprechend starke, turbulente Strömung mit dicken Grenzschichten vor. Die aus



Rotor- frequenz in Hz	Absolut- winkel α_3 in °	Umfangs- geschwindigkeit u_G in m/s	Nachlauf- winkel β_3 in °
-5	16,5	-7	23,8
5	17,6	7	9,8
7,5	17,9	10,5	6
10	18,1	14	2
12,5	18,4	17,5	-1,7
15	18,7	21	-5,5
17,5	19	24,5	-9,3
20	19,2	28	-13

Tab. 5.3: Nachlaufwinkel am Gehäuse in der Zuströmung am Diffusoreintritt in ME1

der Schaufelabströmung resultierende Turbulenzerhöhung wurde bereits in Abschnitt 5.2.3 für den stationären Nachlauf der stillstehenden Vorleitschaufeln quantifiziert. Neben der Wirkung der Nachläufe der Statoren soll in diesem Kapitel im Besonderen der Einfluss der periodisch auftretenden Rotornachläufe auf die Diffusorströmung untersucht werden. Durch die Rotation der Laufräder verändern sich auch die Positionen der Rotornachläufe im festen Bezugssystem mit der gleichen Frequenz. Der Rotor der letzten Verdichterstufe ist in der Versuchsanlage zur freien Variation der Nachlaufdicke und -frequenz als Speichenrad ausgeführt. Durch den wahlweisen Einbau der Zylinderstäbe mit 3mm und 1mm Durchmesser in das Speichenrad können die Dicke und die Intensität der Nachläufe verändert werden, die sich hinter den rotierenden zylindrischen Speichen fortpflanzen. Die Dickenverteilungen und verschiedene von der Schaufelform abhängige Verlustbeiwerte der realen Rotorschaufeln sollen damit simuliert werden. Mit der durchgeführten Drehzahlvariation werden die Nachlauffrequenz und die Ausbreitungsrichtung der Nachläufe verändert. Da die Nachläufe sich in Richtung der Relativgeschwindigkeit des Rotors ausbreiten, ist der Abströmwinkel der Nachläufe mit der Drehzahl des Rotors gekoppelt. In Tabelle 5.3 sind die Abströmrichtungen β_3 der Nachläufe für verschiedene Drehzahlen und die sich daraus ergebenden Umfangsgeschwindigkeiten am Gehäuse des Diffusoreintritts zusammengestellt. Im Vergleich zur stationären Strömung ohne Speichenrotor - dort beträgt der Umlenkungswinkel 17° - nimmt die Umlenkung am Gehäuse von Messebene ME1 in Abhängigkeit der Rotordrehzahl bis zu $2,2^\circ$ bei der höchsten Speichenfrequenz zu. Die geringe Umlenkungswirkung der Speichen aus der Berechnung in Kapitel 3.3 wird durch die Messungen bestätigt. Viel deutlicher ändert sich aber die Richtung der mit der Hauptströmung abströmenden Nachlaufgebiete. Die Nachlaufwinkel β_3 ändern ihre Werte mit der Drehzahl von

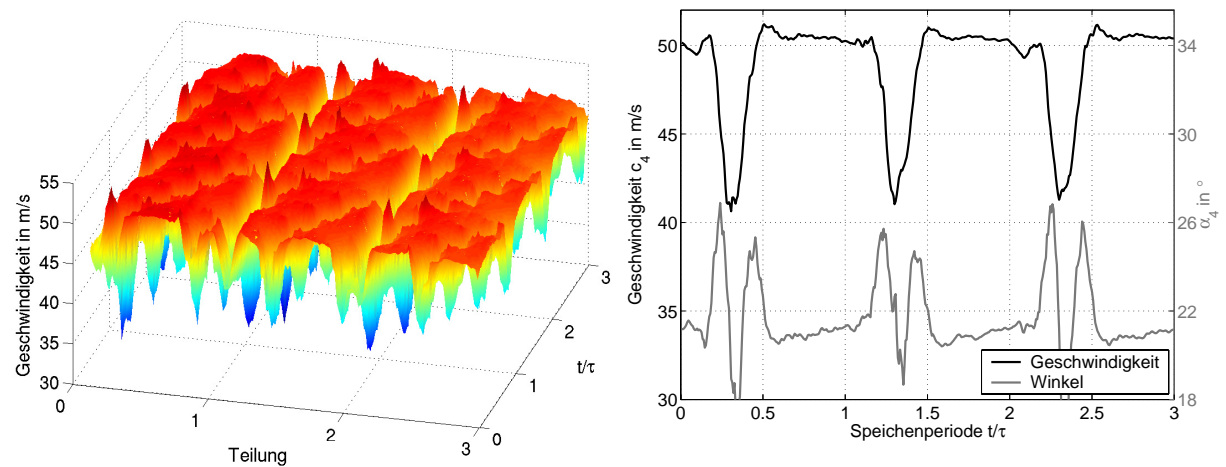


Abb. 5.18: Periodisch instationäre Zuströmbedingungen auf der mittleren Kanalhöhe in ME1 bei 20Hz Drehfrequenz des Speichenrotors mit 3mm Speichendurchmesser und 40 Speichen

23,8° bis -13°. Ein positives Vorzeichen steht dabei für in Drallrichtung der Strömung geneigte Nachlaufgebiete.

Der Turbulenzgrad wird durch den Eintrag der zusätzlichen Rotornachläufe in die Strömung erhöht. Je schneller sich der Rotor dreht, desto mehr Nachläufe werden pro Zeiteinheit generiert. Der mittlere Turbulenzgrad in der Strömung steigt an. Eine weitere Möglichkeit der Beeinflussung der Nachlauffrequenz besteht darin, die Anzahl der in den Speichenrotor eingebauten Speichen zu variieren. In den Versuchen wurden alle 40 Bohrungen im Speichenrad mit Zylinderstäben bestückt. Der Gehäusespalt wurde im ruhenden Zustand auf 1mm eingestellt. Im Betrieb verringert sich der Spalt zwischen den Zylinderstäben und dem Gehäuse aufgrund der Fliehkraftbelastung der dünnen Speichen. Die instationäre Strömung durch die Rotornachläufe ist im Mittelschnitt in Abbildung 5.18 für 3mm Speichen und eine Speichenfrequenz von 800Hz dargestellt. Der Geschwindigkeitsverlauf ist hinter dem Speichenrotor durch die periodischen Geschwindigkeitsdefekte, die von den Nachläufen der Zylinderstäbe herrühren, geprägt. Mit der Frequenz der rotierenden Speichen f treten sie im zeitlichen Abstand der Periodendauer $\tau = 1/f$ an den Umfangspositionen in der Zuströmung des Diffusors auf und verungleichmäßigen die Strömung an diesen Stellen. Neben der Wirkung dieser pulsierenden Geschwindigkeitsamplitude wird die in den Diffusor eintretende Luft durch die hohen Turbulenzintensitäten und Winkelveränderungen in den Nachlaufgebieten gestört. Die Aussagekraft der zeitlich gemittelten Umlenkwinkel in Tabelle 5.3 schwindet mit der instationären Betrachtungsweise der lokalen Anströmsituationen der Nachleitschaufeln. Integral zeigt sich zwar nur ein geringer Zuwachs der Umlenkung durch die rotierenden Speichen, in der zeitlichen Auflösung

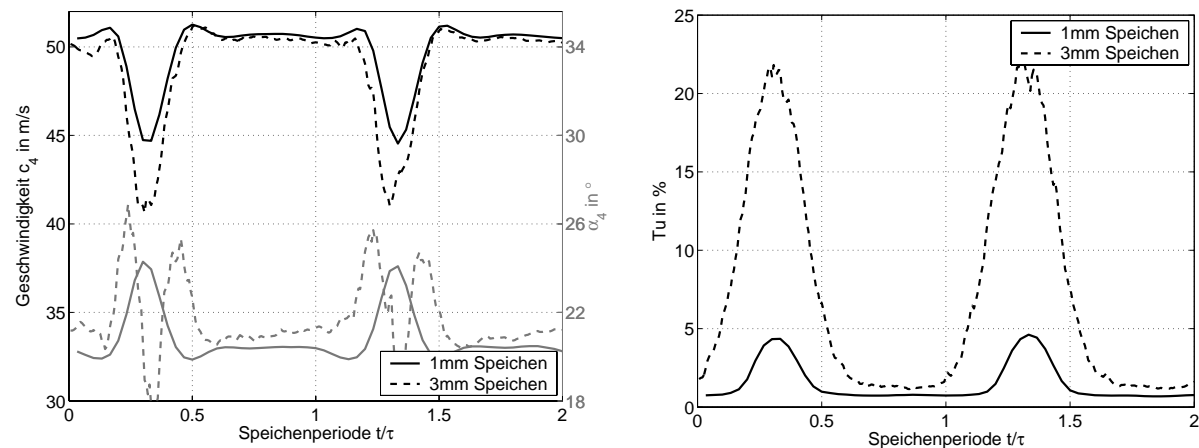


Abb. 5.19: Periodisch instationäre Zuströmbedingungen auf der mittleren Kanalhöhe in ME1 bei 20Hz Drehfrequenz des Speichenrotors mit 40 Speichen: Vergleich der Speichendurchmesser 1mm und 3mm

des Signals in Abbildung 5.18 stellt sich jedoch heraus, dass die Anhebung des Mittelwertes aus kurzzeitigen, bis zu 5° starken, Winkelüberhöhungen im Nachlaufgebiet resultiert. Die Nachleitschaufel erfährt innerhalb einer Speichenperiode eine Inzidenzwinkeländerung von $+5^\circ$. Wie schon im vorangegangenen Abschnitt bei der Staffelungswinkelvariation der Vorleitschaufeln festgestellt wurde, entsteht daraus in der untersuchten Diffusorgeometrie für den Druckrückgewinn kein Nachteil. Die Anströmung der Nachleitschaufeln im hochbelasteten Nabenbereich verbessert sich sogar.

Ein Vergleich der verwendeten Speichendurchmesser zur Nachlaufgenerierung soll Aufschluss über den Einfluss der Profilverluste des realen Rotors geben. Um ähnliche Profilverluste an den Speichen zu erzielen, sollten die Speichendurchmesser etwa dem Hinterkantenradius des Profils entsprechen. Der Speichenrotor wurde mit Speichen des Durchmessers $\varnothing 1\text{mm}$ und danach mit $\varnothing 3\text{mm}$ ausgerüstet und die in Messebene ME1 erzielten Ergebnissen sind in Abbildung 5.19 gegenübergestellt. Durch den Einsatz der dickeren Speichen, die eine Schaufelgeometrie großer Profildicken und hoher Verlustbeiwerte repräsentieren, werden Nachlaufgebiete größerer Geschwindigkeitsverluste und höherer Turbulenzen generiert. Auch die Nachlaufbreite nimmt in Messebene ME1 0,02m hinter dem Speichenrotor infolge des größeren Durchmessers zu. Die durch die Speiche versperrte Strömungsfläche ist ausschlaggebend für die Widerstandskraft, welche die Speiche auf die Strömung ausübt. Daher ändert sich nicht nur der Profilverlust, sondern auch die übertragene Leistung und Umlenkung des Gitterverbands. Die Umlenkung nimmt zum kleineren Speichendurchmesser hin ab.

Der Druckrückgewinn in den Diffusoren wird durch die periodisch instationäre Strömung verbessert. Der Druckrückgewinnkoeffizient entlang der Diffusorwand zeigt in Abbildung 5.20 die Verbesserung durch den Einbau der Speichenrotoren mit unterschiedlichen Speichendurchmessern für die 15°-Variante des Diffusors. Die Verbesserung des Druckrückgewinns steigt kontinuierlich durch den Diffusor hindurch an. Dies ist besonders für den Speichenrotor mit eingebauten Speichen des Durchmessers 3mm der Fall. An der letzten Wanddruckmessstelle, unmittelbar vor Austritt des Diffusors, beträgt der Unterschied zwischen der stationären Zuströmung und der periodisch instationären Zuströmung für 200Hz Speichenfrequenz 7,8% und für 800Hz 11,1%. Die Wirkung der Nachläufe der 1mm Speichen ist geringer. Aber auch hier wird eine Verbesserung des Druckrückgewinns gegenüber der stationären Grundkonfiguration von 8,2 % erreicht. Unterhalb der stationären Wanddruckmessungen sind in Abbildung 5.20 die statischen Druckmessungen der zeitlich hochauflösenden Drucksensoren aufgetragen. Die „ensemble-gemittelten“ Drucksignale der piezoresistiven Sensoren sind für zwei Speichenperioden als Differenz zu ihren zeitlichen Mittelwerten an den Einbaupositionen im Diffusor angegeben. Der zeitliche Mittelwert des statischen Drucks an der Messstelle steht als Differenzdruck zum statischen Druck am Eintritt des Diffusors (ME1) oberhalb der Diagramme. Die Skalierung der Druckschwankungen um den zeitlichen Mittelwert ist für alle Wandpositionen gleich gewählt. Die Pfeillänge symbolisiert die darüber angegebene Druckdifferenz. Die Signale zeigen besonders in den Gebieten der hochbelasteten Grenzschicht am Eintritt in den Diffusor eine Reaktion auf die Nachläufe. Mit der Frequenz der Speichennachläufe treten an den statischen Wanddruckbohrungen Druckpulsationen auf, die auf einen starken Einfluss der Nachläufe auf die Diffusorströmung hindeuten. Zonen, in denen die Grenzschichtbelastungen hoch sind, weisen besonders hohe periodische Druckschwankungen und ein doppeltes Minimum im Druckprofil auf. Diese Beobachtung machen auch Stieger et al. [60]. Anhand der Form der Druckschwankung kann erkannt werden, welcher Grenzschichtzustand an der Wand vorliegt. Die Nachlaufgebiete diffundieren aufgrund ihrer hohen Turbulenz in die Grenzschicht ein. Die Vermischung und somit die Ausbreitung der Nachlaufgebiete in Regionen geringerer Geschwindigkeiten wird durch den hohen Turbulenzgrad innerhalb der Nachläufe verbessert. In der Grenzschicht kommt es daraufhin zu einer starken Veränderung der Strömungszustände, die in Abhängigkeit des lokalen Grenzschichtzustandes ablösende Wirbel erzeugen. Saathoff et al. [50] konnten diese entstehenden Wirbel durch die simultane Erfassung des Druckes und des dazugehörigen Strömungsfeldes mit PIV-Messungen¹ nachweisen:

- In laminaren Grenzschichten reagiert der statische Wanddruck mit einem leichten Druckanstieg.

¹Die „Particle Image Velocimetry“ ermöglicht die Geschwindigkeitsbestimmung durch die Bilderfassung der Bewegung von sich in der Strömung mitbewegenden Partikeln in den erzeugten Laserlichtschnittebenen.

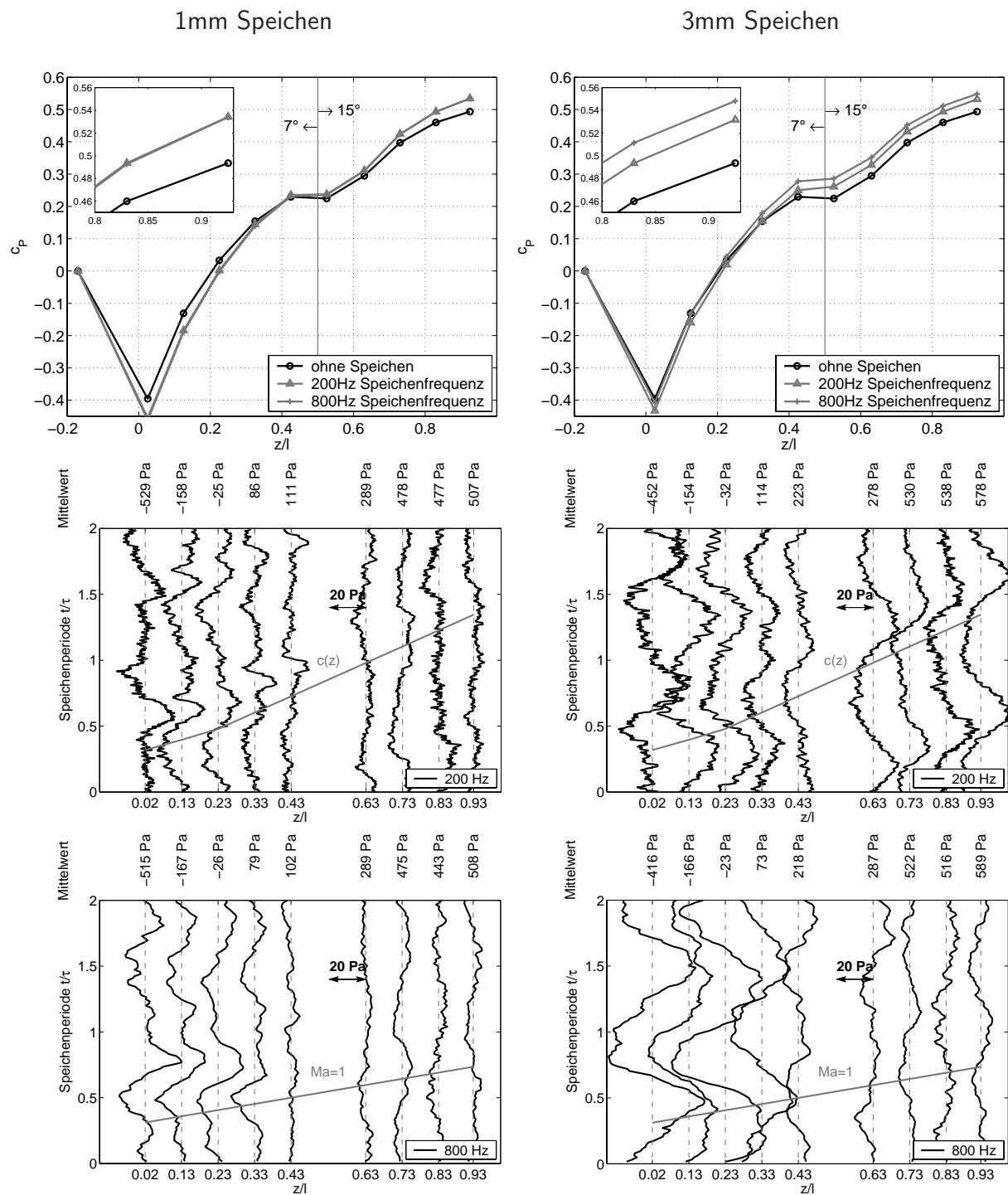


Abb. 5.20: Vergleich des Druckrückgewinns c_p in Abhängigkeit des Speichendurchmessers (links 1mm, rechts 3mm), oben stationäre Messung, Mitte 200Hz Speichenfrequenz, unten 800Hz Speichenfrequenz mit piezoresistiven Sensoren

- Mit zunehmender Belastung der Grenzschicht entsteht eine stärkere Drucksinke mit Induktion eines Strömungswirbels.
- Kommt es zu einer Ablösung der Grenzschicht bzw. zu einer Ablöseblase, tritt ein Doppelwirbel in Erscheinung, der durch zwei Druckminima (w-förmiger Verlauf) gekennzeichnet ist.
- In der wiederangelegten turbulenten Grenzschicht sind die nachlaufinduzierten Druckamplituden wieder geringer.

Stieger et al. [60] stellten nahezu verschwindende Einflüsse der Nachläufe auf den statischen Druckverlauf fest, wenn die Grenzschicht zuvor durch eine Stolperkante zum laminar-turbulenten Umschlag gebracht wurde. Hilgenfeld et al. [27] stellten bei instationären Druckmessungen an der Wand eines Strömungspofils mit Ablöseblase ebenfalls eine Zunahme der Druckpulsationen fest. Die Druckpulsationen konnten im Ablösegebiet mit der Nachlauf-frequenz von stromaufwärts vorbeieilenden Speichen in Verbindung gebracht werden. In der laminaren Grenzschicht im vorderen Bereich des Profils wurde ein Zusammenhang der Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Nachläufe mit der Schallgeschwindigkeit vermutet. Für die Schaufelströmung stellten sie eine starke Abhängigkeit der Druckpulsationen von der Speichenfrequenz fest.

In dem Weg-Zeit-Diagramm sind in Abbildung 5.20 die Wege nachvollziehbar, die die Nachläufe durch den Diffusor nehmen. Unter Berücksichtigung der sich im axialen Verlauf durch den Diffusor ändernden Geschwindigkeit der Strömung kann die theoretische Ausbreitungsgeschwindigkeit der Nachläufe berechnet werden. Die Lagen der Nachlaufgebiete sind in Abbildung 5.20 als Linien angedeutet. Die unterschiedlichen Zeitpunkte, zu denen die nachlaufinduzierten Druckschwankungen in den Konfigurationen auftreten, weisen auf veränderte Fortpflanzungsgeschwindigkeiten hin.

Die Übertragung der von den Autoren gezogenen Schlussfolgerungen auf die hier gemessenen Wanddruckverläufe im Diffusor ergibt, dass am Eintritt des Diffusors eine stark belastete Grenzschicht vorliegt. Die höherenergetischen Nachläufe der 3mm Speichen bewirken dabei größere Schwankungen im statischen Druckverlauf als jene der 1mm Speichen. Zum Austritt des Diffusors hin schwächen sich die Druckamplituden ab, was entweder auf eine Reduktion der Nachlaufintensität, eine Entlastung der Grenzschicht oder auf eine Stolperkante im Diffusor hindeutet. Dieses Phänomen tritt jedoch nicht für den Fall des mit 5Hz rotierenden Speichenrotors und 3mm Speichen ein. Hier sind auch an der letzten Wandbohrung des Diffusors noch Druckpulsationen im Signal enthalten. Ein Vergleich der in MV2 hinter dem Diffusor gemessenen instationären Geschwindigkeitsverläufe soll Aufschluss über die Intensität der Nachläufe geben. In Abbildung 5.21 sind an den Teilungspositionen 0,5, wo sich

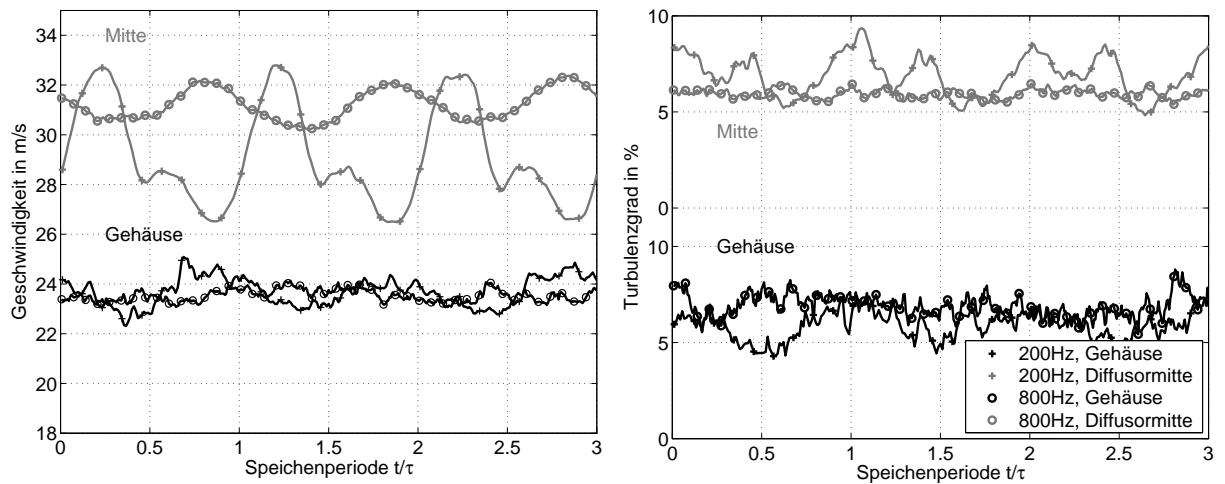


Abb. 5.21: Vergleich der Nachlaufstrukturen in MV2, 5mm von der Diffusoraußenwand entfernt und in der Diffusormitte für 40 Speichen Ø3mm mit 5Hz und 20Hz Rotorfrequenz

auch die Wanddruckbohrungen befinden, in der Kanalmitte (relative Kanalhöhe 0,567) und 5mm (relative Kanalhöhe 0,778) von der Außenwand entfernt die Geschwindigkeitsverläufe über zwei Speichenperioden aufgetragen. Bei der hohen Rotorfrequenz von 20Hz, die einer Speichenfrequenz von 800Hz entspricht, sind die Nachläufe in der Nähe der Diffusoraußenwand deutlich schwächer ausgebildet als bei der geringen Speichenfrequenz. Sogar in der von der Grenzschicht nicht beeinflussten Kanalmitte sind für die hohe Speichenfrequenz kaum noch Nachlaufeffekte zu vermerken. Bei der größeren Anzahl von Nachläufen pro Zeiteinheit und den stärker geneigten Nachlaufgebieten in der Abströmung (vgl. Tabelle 5.3) findet offenbar ein intensiverer Ausgleichsvorgang statt. Die Nachläufe vermischen sich mit der Hauptströmung und verlieren an Intensität. Diese Versuchsergebnisse lassen die Vermutung zu, dass die Abschwächung der Wanddruckpulsationen im hinteren Teil des Diffusors durch das Ausmischen der Nachläufe zustande kommt. Dieses Vermischen der Nachläufe mit der Hauptströmung innerhalb des Diffusors verbessert den Druckrückgewinn. Stevens et al. [57] stellten bei der Variation des Verdichterabstandes vom Diffusoreintritt eine Verbesserung des Druckrückgewinns fest, wenn sich die Nachläufe erst innerhalb des Diffusors vermischten. Dies fanden auch Barker et al. [6] heraus, die bei der Verwendung eines Axialverdichters in der Zuströmung der Diffusoren mit verschiedenen Öffnungswinkeln den höheren Druckrückgewinn durch den verbesserten Strömungsaustausch in radialer Richtung mit den sich ausmischenden Nachläufen begründeten. Je intensiver die Nachlaufstrukturen sind, desto ausgeprägter ist der radiale Transport von Strömungsenergie aus der Hauptströmung in die Zonen geringer kinetischer Energie. Für die stationären Nachläufe der Nachleitschaufeln wird dies aus dem

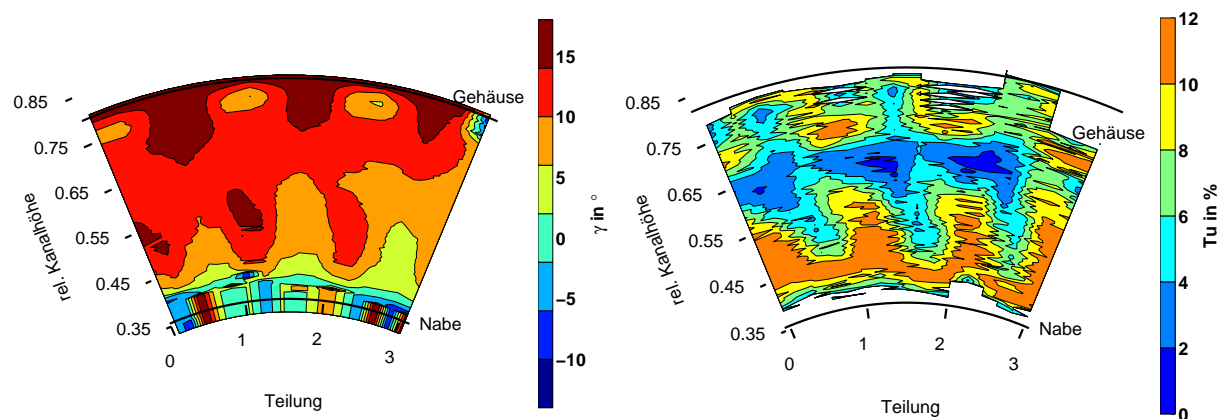


Abb. 5.22: Kippwinkel und Turbulenzgrad am Vordiffusoraustritt in MV2 für den 15° Diffusor bei stationären Zuströmbedingungen

Verlauf des Kippwinkels am Vordiffusoraustritt in Abbildung 5.22 klar. Die Gebiete des verbesserten Strömungstransports zur Diffusoraußenwand quer zur Hauptströmungsrichtung, die sich in höheren Werten für den Kippwinkel γ bemerkbar machen, korrelieren mit den hohen Turbulenzgraden in den Nachläufen² der Nachleitschaufeln. Auch bei der Überlagerung periodisch instationärer Nachläufe in der Zuströmung vergleichmäßigte sich das Geschwindigkeitsprofil am Austritt des Diffusors, wodurch sich das Geschwindigkeitsmaximum über der Kanalhöhe verschiebt und reduziert (vgl. Becker et al. [8]). Auf diese Weise kann der höhere erzielte Druckrückgewinn mit dem 3mm Speichenrotor gegenüber der 1mm Variante erklärt werden. Die höheren Turbulenzgrade in den Nachläufen ermöglichen einen verbesserten Queraustausch in Richtung der Diffusorwände senkrecht zur Hauptströmung. In Abbildung 5.23 sind die umfangsgemittelten Geschwindigkeitsverteilungen der Rotorströmung mit 3mm Speichen der ungestörten Strömung gegenübergestellt. Dabei wird eine Vergleichmäßigung der Strömung festgestellt, wenn die Nachläufe der Hauptströmung überlagert werden. Besonders im oberen Wandbereich des Diffusors findet eine bessere Vermischung der Strömung statt. Dies zeigt sich insbesondere durch die vergrößerten Gebiete hoher Geschwindigkeit an der Außenwand. Da der integrale Massenstrom über der Austrittsfläche des Diffusors konstant bleibt, folgt daraus ein insgesamt geringeres Geschwindigkeitsniveau. Die homogenere Verteilung der Strömung über der Kanalhöhe am Vordiffusoraustritt ermöglicht den verbesserten Druckrückgewinn.

Ein Vergleich mit den in der Literatur erzielten Verbesserungen des Druckaufbaus durch die Erzeugung von Nachläufen in der Zuströmung ist in Tabelle 5.4 zusammengefasst. Dabei haben

²Die Position der Nachläufe wurde anhand der Ölanstrichbilder in Anhang B und der Geschwindigkeitsdefekte in Abbildung 5.23 identifiziert.

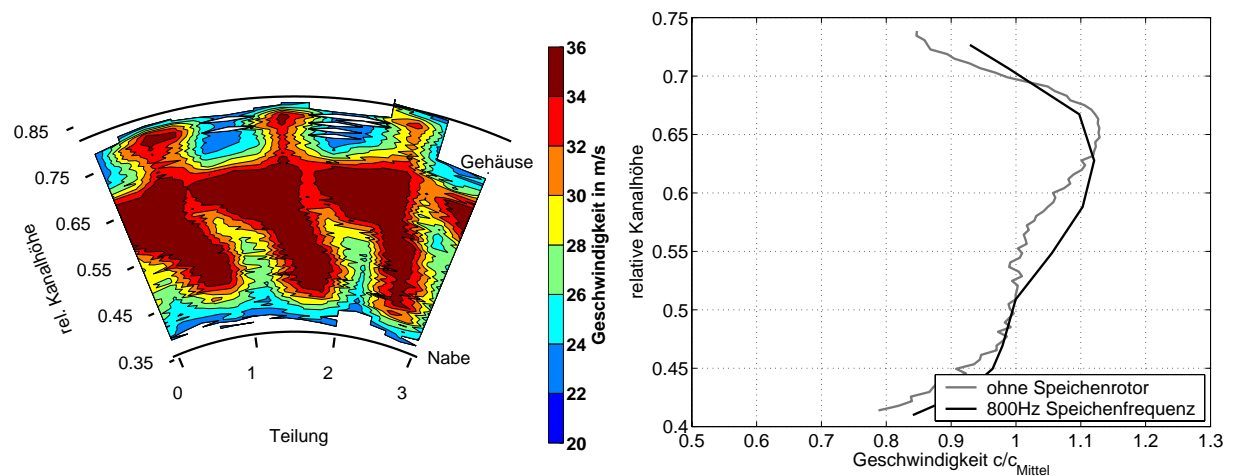


Abb. 5.23: Gemessene Geschwindigkeit in MV2 für die ungestörte Zuströmung (links) und Gegenüberstellung der umfangsgemittelten Geschwindigkeiten mit und ohne Nachläufe (rechts)

Autoren	Flächenverhältnis	Diffusoröffnungswinkel	Δc_p
	AR	2Θ in $^\circ$	in %
Adenubi et al. [2]	2	10	14
Stevens, Williams [59]	2	10	20
Stevens, Harasgama, Wray [57]	2	6	6
Eigene Untersuchungen	1,73	15	11
Ergebnisse aus Kapitel 5.4	1,53	10	11

Tab. 5.4: Übersicht der erzielten Verbesserung des c_p -Wertes durch Rotornachläufe

Stevens und Williams [59] den Turbulenzgrad der Strömung in ihren Untersuchungen durch stillstehende Turbulenzgitter angehoben.

Bis auf die Versuche von Adenubi wurden dabei die Verdichterdrehzahlen konstant gehalten, wodurch sich auch die Nachlauffrequenz nicht änderte. Aber auch in den Versuchen von Adenubi sind die Nachlauffrequenzen über die Drehzahl der Verdichterschaufeln mit dem Massenstrom gekoppelt. Die in den eigenen Untersuchungen erzielten Ergebnisse sind hingegen ausschließlich auf die Wirkung des Speichenrotors zurückzuführen. Bei konstantem Massenstrom wurde lediglich die Rotordrehzahl verändert, um die Speichenfrequenz und den mittleren Turbulenzgrad in der Strömung zu verändern. Im Folgenden soll untersucht werden, wie sich die sukzessive Steigerung der Nachlauffrequenz auf die Diffusorströmung auswirkt. Die Diffusorkonfiguration 15° wurde dazu mit eingebautem Speichenrotor (3mm) mit unterschiedlichen

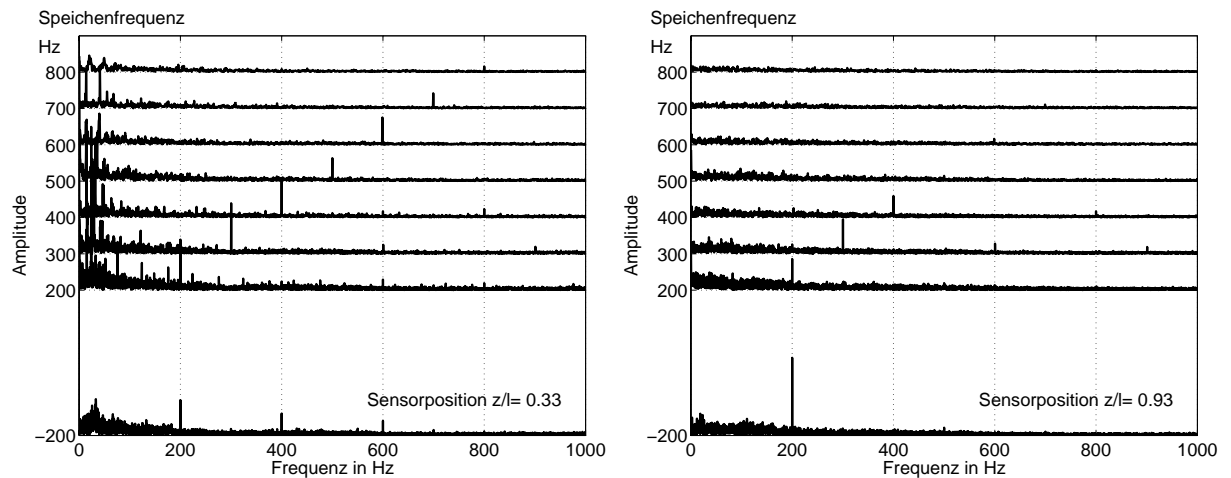


Abb. 5.24: Fast-Fourier-Transformation der instationären Wanddrucksignale an den Diffusorpositionen $z/l = 0,33$ (links) und $z/l = 0,93$ (rechts) für verschiedene Speichenfrequenzen

Speichenfrequenzen beaufschlagt. Die Nachlaufwinkel und Druckrückgewinnwerte entwickeln sich dabei wie in Tabelle 5.3 und in Abbildung 5.20 angegeben. Die vollständigen Ergebnisse aus der Drehzahlvariation sind im Anhang in den Abbildungen C.1, C.2 und C.3 dargestellt. In Abbildung 5.24 befinden sich nur die Frequenzanalysen an der Diffusorposition $z/l = 0,33$ und $z/l = 0,93$. Nach der durchgeführten Fast-Fourier-Transformation können in den Diagrammen die Amplituden der Druckpulsationen der im Signal enthaltenen Frequenzen abgelesen werden. Deutliche Maxima sind bei den Frequenzen der Speichennachläufe zu erkennen. Bei der Umrechnung der Signale vom Zeitbereich in den Frequenzbereich treten durch die Abweichung des Signals von dem zur Abbildung angenommenen Sinus- bzw. Cosinusverlauf weitere „harmonische Vielfache“ der eigentlichen im Signal enthaltenen Frequenzen auf. Diese doppelten und dreifachen Frequenzen der Speichenfrequenzen sind in abgeschwächter Form in den Diagrammen zu erkennen. Während in der zweiten Zone des Diffusors an der Stelle $z/l = 0,33$ durch alle Rotordrehzahlen hindurch die Druckpulsationen im Signal enthalten sind, ist von der Stelle $z/l = 0,42$ bis zum Austritt des Diffusors an der Stelle $z/l = 0,93$ ab einer Speichenfrequenz von 500Hz kaum noch ein Einfluss zu erkennen. Hierzu sei auch auf die Darstellung der Drucksignale im Zeitbereich in Abbildung 5.20 und im Anhang C verwiesen, in der die Abnahme der Druckschwankungen deutlich wird. Der zuvor vermutete Vermischungsvorgang setzt demnach an der Diffusorposition $z/l = 0,42$ und ab einer Frequenz von 500Hz ein, was laut Tabelle 5.3 dem Umkehrpunkt der Ausbreitungsrichtung der Nachläufe entspricht.

In der FFT-Analyse an der Sensorposition $z/l = 0,33$ überlagert sich im Vergleich zu den

anderen Sensorpositionen (vgl. Anhang) ein niederfrequenter Anteil. Mit Hilfe eines an der gegenüberliegenden Seite der Messstelle angebrachten Sensors (180° über den Umfang gedreht), dessen Signal simultan mit erfasst wurde, konnte eine Gehäuseschwingung als Ursache für diese Frequenz ausgeschlossen werden. Als Nachweis wurden die beiden Signale addiert und unter der Voraussetzung ausgewertet, dass die Belastung der Gehäuseschwingung auf den Sensor der gegenüberliegenden Seite in entgegengesetzter Richtung wirkt. Da es zu keiner Interferenz kam, wurde ein strömungstechnisches Phänomen als Ursache für die Ungleichförmigkeiten vermutet. Eine genauere Untersuchung der Strömung war in diesem Bereich des Diffusors nicht möglich. Daher konnte nur angenommen werden, dass die im Wanddruckverlauf beobachtete Transition am Übergang von Zone 2 zu Zone 3 des Diffusors (vgl. Abbildung 5.20) die niederfrequenten Schwankungen anregt.

Zusammenfassend lassen sich die Erkenntnisse aus den Untersuchungen des Einflusses der periodisch instationären Strömung auf die Diffusorströmung wie folgt darstellen: Der Druckrückgewinn des Diffusors konnte in den untersuchten Konfigurationen durch die Aufprägung von periodischen Nachlaufgebieten gesteigert werden. Hohe Frequenzen und intensive Nachlaufgebiete, die mit den dicken Speichen $\varnothing 3\text{mm}$ erzielt wurden, zeigten dabei eine stärkere Wirkung. Diese Verbesserung wurde mit dem im Diffusor stattfindenden Mischungsprozess erklärt und diese Aussage durch instationäre Messungen des Fortschrittes der Nachlaufvermischung am Austritt des Diffusors und FFT-Analysen der instationären Wanddrucksignale an der Außenwand innerhalb des Diffusors gestützt. Wie auch der Vergleich mit den in der Literatur gefundenen Verbesserungen des Druckrückgewinns durch den erhöhten Turbulenzgrad in der Zuströmung zeigt, ist durch die Steigerung des Turbulenzgrades im Verdichter eine Verbesserung des Diffusorwirkungsgrades zu erwarten.

5.3 Einfluss der Brennkammergeometrie auf die Diffusorströmung

Nach der eingehenden Untersuchung des Einflusses der Eintrittsbedingungen auf die Strömung im Diffusor soll dieses Kapitel die Wirkung stromabwärts angeordneter Gasturbinenkomponenten herausstellen. Die Strömung aus dem Vordiffusor mündet in den im Kapitel 3.1 beschriebenen Dump-Diffusor und wird durch das Flammrohr in zwei Luftströme aufgeteilt. Das in der Versuchsanlage als Ringbrennkammer ausgeführte Flammrohr wirkt dabei als Verdrängungskörper auf die aus dem Vordiffusor austretende Strömung. Die Auswirkungen der Existenz und der axialen Position des Flammrohres hinter dem Vordiffusoraustritt sind Untersuchungsgegenstand in Abschnitt 5.3.1. Im Anschluss wird in Abschnitt 5.3.2 die Beein-

flussung der Diffusorströmung durch Variation der Luftmengenverteilung um das Flammrohr herum und durch das Flammrohr hindurch untersucht.

5.3.1 Flammrohrabstand

Der Diffusor ist vor dem Flammrohr angeordnet, um die Strömungsgeschwindigkeit zur Minimierung der Totaldruckverluste und zum Erreichen der erforderlichen Verweilzeiten der Verbrennungsluft zu reduzieren. Obwohl der stromaufwärts angeordnete Vordiffusor die Strömungszustände am Flammrohreintritt herbeiführt, übt die Geometrie der Brennkammer selbst auch Einfluss auf die Strömung innerhalb des Vordiffusors aus. Dies haben bereits durch Variation des Flammrohrabstandes d/h_E vom Diffusoraustritt Fishenden et al. [21], Stevens et al. [58] beobachtet und Carrotte et al. [16], Hestermann et al. [26] optimiert. Das Optimum wurde bei den Versuchen für den Flammrohrabstand $d/h_A = 1$ und $d/h_E = 1,26$ gefunden. In den eigenen Versuchen wurden mit dem beschauften Diffusor (15° Öffnungswinkel) insgesamt drei Konfigurationen untersucht:

1. geringer Flammrohrabstand $d/h_E = 1$
2. großer Flammrohrabstand $d/h_E = 2$
3. ohne eingebautes Flammrohr

Der Druckrückgewinn und die Verlustkennziffer, welche sich bei den veränderten Flammrohrpositionen am Vordiffusoraustritt einstellten, sind in Abbildung 5.25 für die untersuchten Geometrien zusammengefasst. Auch im beschauften Diffusor stellte sich der beste Druckrückgewinn bei einem Flammrohrabstand von $d/h_E = 1$ ein. Während für die Flammrohrposition $d/h_E = 2$ keine Verbesserung gegenüber der Grundkonfiguration ohne eingebautes Flammrohr zu erkennen war, stieg der c_p -Wert zum geringen Abstand hin stark an. Gleichzeitig nahm aber mit der Existenz und der Verkürzung des Abstandes des Flammrohrs zum Diffusor auch die Druckverlustziffer zu. Die Versperrung des Strömungsquerschnitts durch das Flammrohr hat zum einen durch die Potenzialwirkung des Verdrängungskörpers eine verzögernde Wirkung auf die Geschwindigkeit am Diffusoraustritt und erzeugt zum anderen Totaldruckverluste.

Die gleichmäßigste Strömungsverteilung lag am Austritt des Vordiffusors nach Betrachtung des Energie- und Impulsparameters bei der Flammrohrposition $d/h_E = 2$ vor. Hier waren die geringsten Geschwindigkeitsunterschiede in der Abströmung zu erwarten. Abbildung 5.26 zeigt die Unterschiede der Geschwindigkeitsverläufe in MV2. Im Vergleich der Geschwindigkeiten

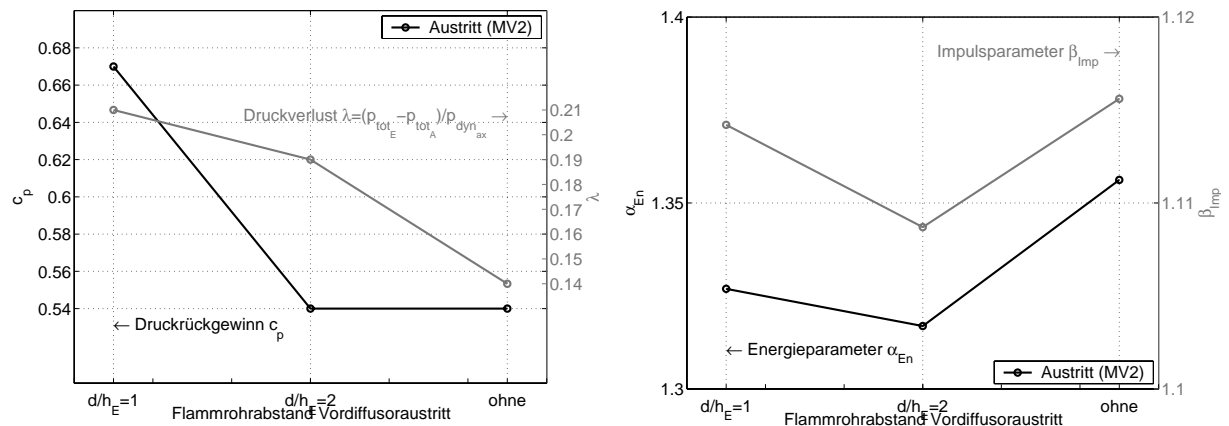


Abb. 5.25: Vergleich des Druckrückgewinnkoeffizienten c_p , des Verlustbeiwertes λ , des Energieparameters α_{En} und des Impulsparameters β_{Imp} für verschiedene Flammrohrabstände hinter dem Vordiffusor in MV2

wird bei eingebautem Flammrohr eine höhere Geschwindigkeit an der Nabe und eine geringere Geschwindigkeit in der Hauptströmung in der Mitte des Diffusorkanals festgestellt. Die Abströmung durch die Mitte des Diffusors ist durch den stromab positionierten Flammrohrdom teilweise versperrt. Der Flammrohrdom drängt einen Teil der Luft in den unteren Ringkanal zwischen Flammrohr und Brennkammernabe. Diese Aufteilung der Luft wirkt bis in den Diffusor hinein und verbessert dort die Strömungsbedingungen an der Nabe. Insgesamt wird dadurch ein gleichmäßiger Druckrückgewinn über der Diffusorkanalhöhe erreicht.

Die mit abnehmendem Flammrohrabstand steigenden Totaldruckverluste begrenzen die Nutzung dieses Effekts zur Steigerung des Druckrückgewinns. Der Konstrukteur steht vor einem Optimierungsproblem, in das die sich gegenläufig verhaltenden Kenngrößen einfließen. Je nach den Anforderungen an den Diffusor, sollte der Entwickler sich für eine kurze Bauweise entscheiden, wenn die Einheit klein und leicht ausfallen soll. Dabei nimmt er den schlechteren Wirkungsgrad durch erhöhte Totaldruckverluste in Kauf. Sollen die Verluste gering gehalten werden, sollte ein größerer Abstand gewählt werden. In diesem Fall wächst die Dimension der Brennkammergeometrie und das Gewicht der Gesamtanlage steigt.

5.3.2 Aufteilung der Verbrennungsluft in der Brennkammer

In der realen Gasturbine wird die Verdichterluft nach der Verzögerung im Diffusor dem Flammrohr zur Verbrennung und der Turbine zur Kühlung zugeführt. Ein Teil der Verbrennungsluft

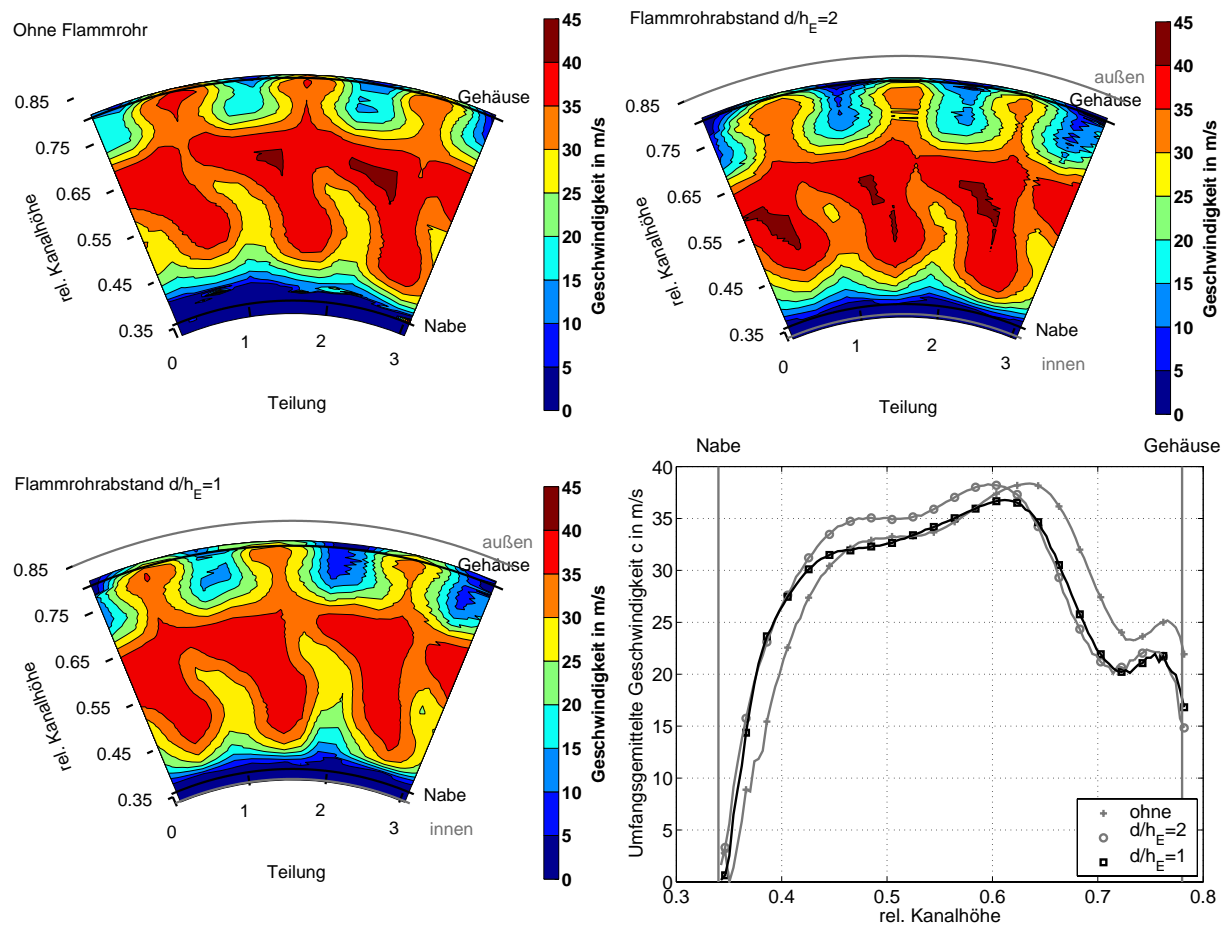


Abb. 5.26: Vergleich der Geschwindigkeitsverläufe für verschiedene Flammrohrabstände hinter dem Vordiffusor in MV2

gelangt durch die Primärluftbohrungen direkt in die Primärzone der Verbrennung. Die verbleibende Luft strömt um den Flammrohrdom in die Ringkanäle zwischen dem Flammrohr und den Brennkammerberandungen. Sie wird über Mischungs- und Kühllöcher der Sekundärzone und der Verdünnungszone der Verbrennung im Flammrohr zugemischt bzw. strömt am Flammrohr vorbei zur Kühlluftversorgung der Turbine. Die Einstellung der Luftverteilung in der Brennkammer muss im Laufe des Auslegungsprozesses angepasst werden, um neuen Verbrennungskonzepten zur NO_x Reduktion gerecht zu werden. Dabei verändert sich die Luftaufteilung in der Brennkammer entsprechend den vom Verbrennungsprozess vorgegebenen Luftmengen. So wird in Brennkammerkonzepten wie dem RQL („Rich burn, Quick quench, Lean burn“) eine relativ geringe Luftmenge in der „fetten“ Primärzone des Flammrohres benötigt. Ein großer Teil der Luft wird der Verbrennung über Mischluftbohrungen in der Flammrohrwand zugeführt, um den schnellen Übergang („Quick quench“) zwischen der fetten Verbrennung (Luftmangel) in der

Primärzone und der mageren Verbrennung (Luftüberschuss) im hinteren Teil des Flammrohres sicherzustellen. Der Übergang erfolgt idealerweise ohne Entstehung großer Zonen stöchiometrischer Verbrennung, die durch extrem hohe Verbrennungstemperaturen gekennzeichnet ist (ca. 2600K) und zu unerwünschter Bildung thermischen NOx's führt. Bei ungenügender Kühlung können die heißen Zonen in der Brennkammer lokal hohe Materialbelastungen hervorrufen und zum Verwerfen des Flammrohres führen. Zur Vermeidung dieser Nachteile wird ein Großteil der Verbrennungsluft bei dem RQL-Konzept durch den oberen und unteren Ringraum zwischen dem Flammrohr und den Brennkammerwänden der Verbrennung im hinteren Abschnitt des Flammrohres zugeführt.

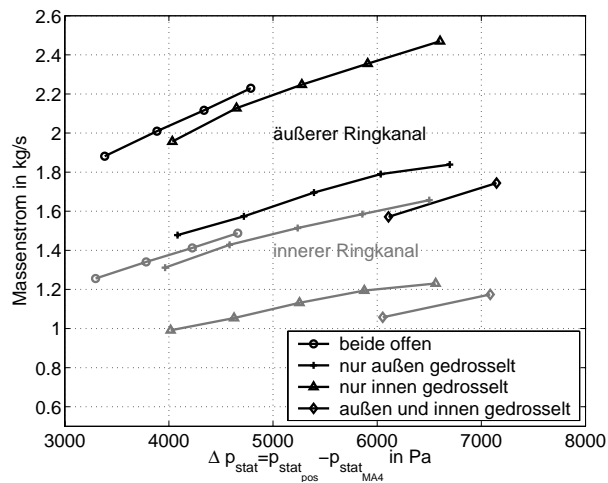
Die magere Verbrennung hingegen benötigt in der primären Verbrennungszone einen hohen Luftüberschuss. Die Verbrennungstemperatur ist hier geringer, wodurch weniger Mischluft zur Kühlung und Absenkung der Brennkammeraustrittstemperatur durch die Ringkanäle um den Dom des Flammrohres herumgeführt werden muss. Der Anteil der durch die Primärluftbohrungen strömenden Luft steigt hingegen bezogen auf den Gesamtluftmassenstrom, der aus dem Vordiffusor austritt, erheblich an.

Die unterschiedlichen Drosselwirkungen, welche die Mischluftbohrungen in Abhängigkeit ihres Durchmessers und ihrer Anzahl auf die Strömung in den Ringkanälen ausüben, beeinflussen das Strömungsverhalten in der Brennkammer. Der veränderte Strömungswiderstand in den Kanälen beeinflusst auch den Vordiffusor, was den Untersuchungsschwerpunkt in diesem Kapitel bildet.

In der Versuchsanlage wurde bei eingebautem Flammrohr ($d/h_E = 1$) der Luftmassenstrom durch die Drosselung des äußeren und inneren Ringkanals zwischen dem Flammrohr und den Brennkammerwänden verändert. Entsprechend der Drosselstellungen strömen unterschiedliche Luftmengen durch die Primärluftbohrungen und Ringkanäle. Folgende vier Drosselstellungen der Ringkanäle wurden untersucht:

1. Beide Ringkanäle ungedrosselt
2. Äußerer Ringkanal stark gedrosselt, innen geöffnet
3. Innerer Ringkanal stark gedrosselt, außen geöffnet
4. Beide Ringkanäle stark gedrosselt

Die Massenströme, die an den Drosselstellen durch die einzelnen Flammrohröffnungen strömen, wurden vorab durch Messungen der Geschwindigkeitsprofile in den einzelnen Kanälen bestimmt. Die zeitgleich erfassten Druckdifferenzen zwischen den statischen Drücken in den Kanälen vor den Drosseln und in der dahinter verlaufenden Messachse MA4 wurden den vorherrschenden Massenströmen zugeordnet. Die Anordnung der Druckmessstellen und die



Drossel- stellung	Teilmassenströme in kg/s		
	äußerer Kanal	Flamm- rohr	innerer Kanal
beide offen	1,73	1,48	1,15
außen gedr.	1,45	1,62	1,3
innen gedr.	1,94	1,45	0,98
beide gedr.	1,54	1,79	1,04

Tab. 5.5: Teilmassenströme in den Ringkanälen und im Flammrohr

Geschwindigkeitsmessungen in der Drosselkonfiguration sind im Anhang D ausführlich dargestellt. Aus dem Zusammenhang in Gleichung (5.19) wurde zur Kontrolle der Kalibration die Kontraktionsziffer $\alpha_{\text{Kontraktion}}$ bei den verschiedenen Flächenverhältnissen gebildet und die Konstanz kontrolliert.

$$\dot{m} = \alpha_{\text{Kontraktion}} \cdot A_{\text{Drossel}} \cdot \sqrt{2 \cdot \Delta p_{\text{stat}} \cdot \rho} \quad (5.19)$$

Mit der aus der Versuchsanlage gewonnenen Kenntnis des Gesamtmassenstroms und den aus den statischen Druckdifferenzmessungen mit Diagramm 5.5 ermittelten Teilmassenströmen lässt sich aus der Differenz der Massenstrom bestimmen, der durch die Primärluftbohrungen in das Flammrohr strömt. Hinter der Versuchsanlage werden die Teilmassenströme wieder zusammengeführt. Bis zur Messachse MA4 haben sich die Freistrahlen der Drosseln mit der Flammrohrströmung so gut vermischt, dass keine wesentliche Änderung des statischen Druckes bei der Traversur über den Rohrquerschnitt in der Abströmung der Versuchsanlage festgestellt werden konnte. Die Erfüllung dieser Voraussetzung ist für die Bestimmung der statischen Druckdifferenzen - besonders am inneren Ringkanal nahe der Rohrmitte - erforderlich, da bei der Kalibration nur die Wanddrücke im Rohr gemessen wurden. Die sich bei den durchgeführten Versuchen einstellenden Teilmassenströme sind in Tabelle 5.5 zusammengestellt.

Die Strömung in der Brennkammer reagierte deutlich auf die veränderten Strömungswiderstände in den Ringkanälen. Dies wurde bereits aus den Massenstromverteilungen in den Ringkanälen ersichtlich. Wie zu erwarten war, fiel mit zunehmender Drosselung der Ringkanäle auch der Massenstrom ab. Die Druckverluste nahmen durch die Versperrung der Strömungs-

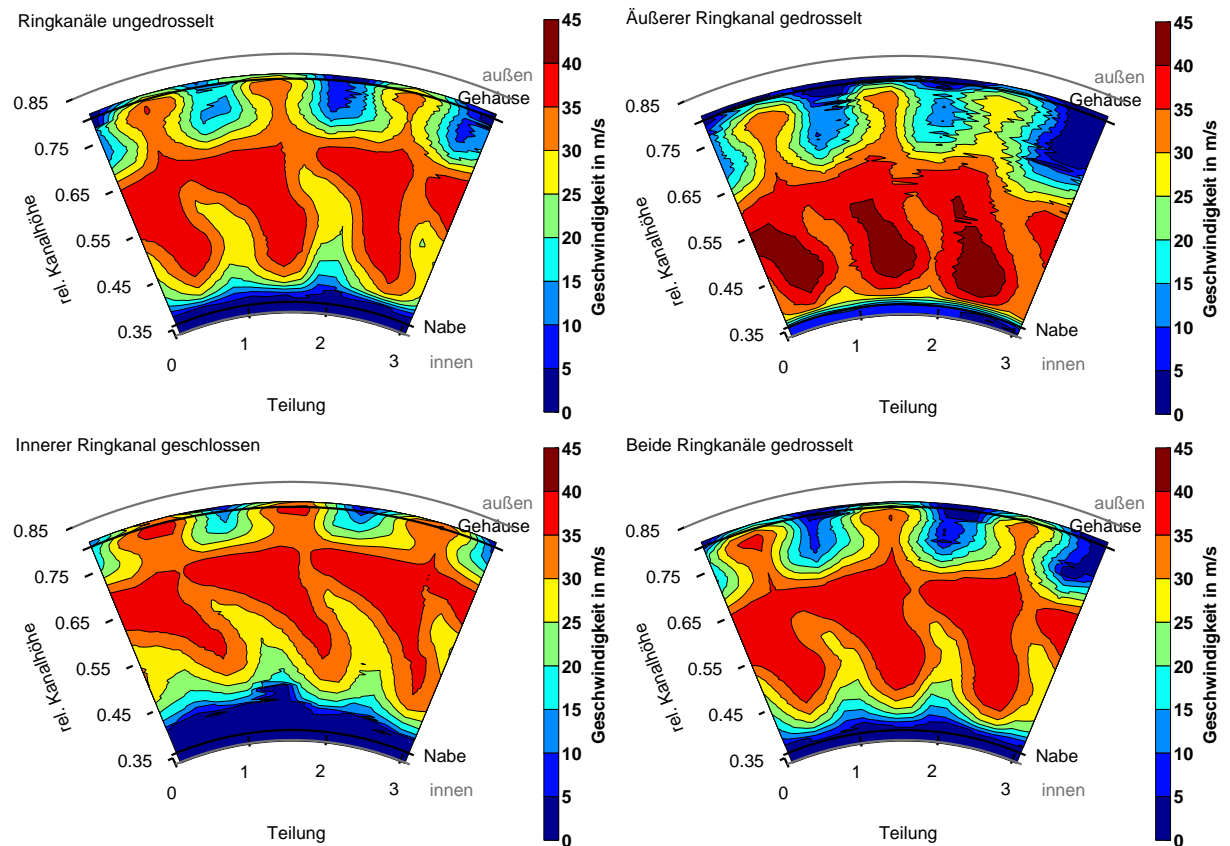


Abb. 5.27: Vergleich der Geschwindigkeitsverläufe hinter dem Vordiffusor in MV2 für verschiedene Drosselzustände der Ringkanäle

fläche zu. Die Primärluftbohrungen wurden nicht gedrosselt, wodurch der Massenstrom im Flammrohr beim Verschluss der Ringkanäle zunahm.

Die mit den Drosseln erzeugten Strömungswiderstände wirken ebenfalls am Austritt des Vordiffusors, der bei der Abströmung in den Stoßdiffusor veränderte Gegendrücke erfährt. Gemäß der Gegendruckverteilung passt sich das Geschwindigkeitsprofil am Diffusoraustritt dahingehend an, dass der Geschwindigkeitsbetrag in Richtung der gedrosselten Kanäle abnimmt. In Abbildung 5.27 sind die Veränderungen der Geschwindigkeitsprofile zu erkennen, die sich bei den vier Konfigurationen einstellen. Die Reduktion der Geschwindigkeiten an den radialen Positionen, wo die Strömung in die Ringkanäle der Brennkammer mündet, ist am Diffusoraustritt stark ausgeprägt. Die Drosselung des äußeren Ringkanals drängt die Strömung in Richtung der Nabe des Diffusors. Die Versperrung des inneren Kanalquerschnittes verschiebt die Hauptströmung an die Diffusoraußenwand. In den Konturdarstellungen in Abbildung 5.27 macht sich dies durch einen Versatz der Geschwindigkeitsfelder bemerkbar. Gebiete hoher Geschwindigkei-

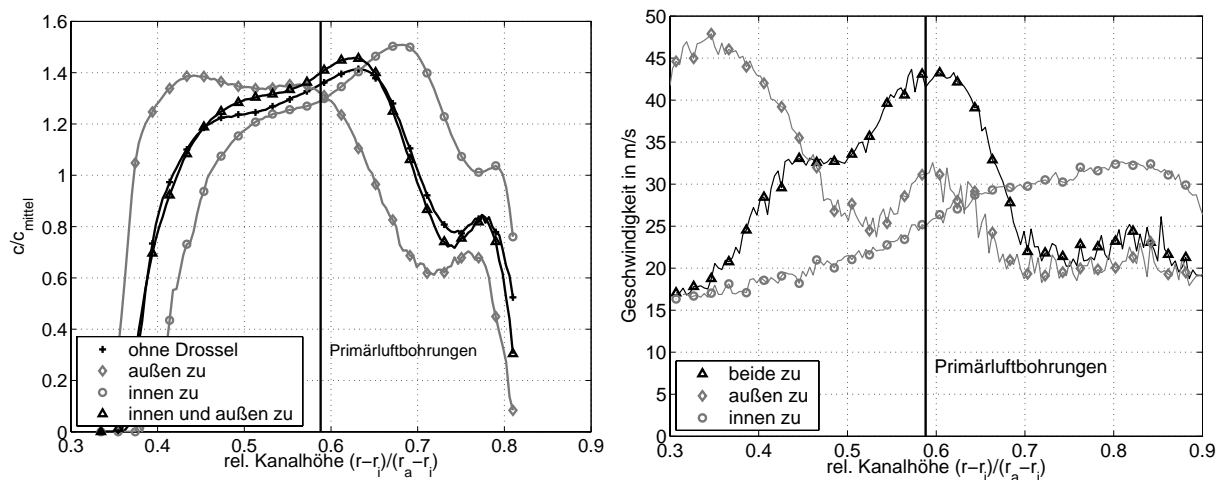


Abb. 5.28: Vergleich der umfangsgemittelten Geschwindigkeitsverläufe am Vordiffusoraustritt in MV2 (links) und 5mm vor dem Flammrohr (rechts) für verschiedene Drosselungen der Ringkanäle

ten lassen sich darin den offenen Ringkanälen zuordnen. Bei der Drosselung beider Ringkanäle wird in der Konturdarstellung kaum ein Unterschied erkennbar. Wie auch Tabelle 5.5 verdeutlicht, verändern sich bei Verstellung der beiden Durchflusswiderstände in den Ringkanälen die Massenströme etwa im gleichen Verhältnis. Ein Versatz der Geschwindigkeitsfelder in radialer Richtung war daher nicht zu erwarten. Mit steigendem Anteil des Massenstroms durch die Primärluftbohrungen nahm lediglich die Geschwindigkeit in der Kanalmitte zu. Gleichzeitig wurden die wandnahen Zonen des Diffusors an Nabe und Gehäuse in diesem Fall schwächer durchströmt. In der Darstellung der umfangsgemittelten Geschwindigkeiten in Abbildung 5.28 am Vordiffusoraustritt und 5mm vor dem Flammroheintritt werden die Unterschiede zwischen den Brennkammerkonfigurationen deutlich. Die Beeinflussung der Diffusorströmung durch die variierte Massenstromaufteilung in der Brennkammer fällt, wie diese Ergebnisse zeigen, besonders stark aus, wenn eine einseitige Reduktion des Strömungsquerschnitts vorgenommen wird. Der verminderte Durchfluss auf der gedrosselten Seite des Diffusors führt unter Einhaltung der Kontinuitätsgleichung zu lokalen Erhöhungen der Geschwindigkeitsbeträge in den Bereichen der freien Abströmung. Insbesondere bei der Drosselung beider Ringkanäle steigt die Geschwindigkeit an der radialen Position, wo sich die Primärluftbohrungen befinden, stark an. Weiter stromabwärts, unmittelbar vor dem Flammrohr, ist dieser Einfluss im rechten Diagramm in Abbildung 5.28 sehr gut zu erkennen. An dieser axialen Messposition teilt sich die Strömung in die Teilmassenströme in und um das Flammrohr herum auf. Bei verschlossener Drossel im inneren Ringkanal steigt die Geschwindigkeit im äußeren Kanal und umgekehrt.

Für den Druckrückgewinn im Diffusor sind diese Geschwindigkeitsüberhöhungen von Nachteil, da die Hauptaufgabe dieser Komponente in der Verzögerung der Strömungsgeschwindigkeit besteht. Dazu ist eine möglichst gleichförmige Geschwindigkeitsverteilung über der Kanalhöhe und über dem Umfang erwünscht. Die gemessenen Druckrückgewinne am Austritt des Vordiffusors in Abbildung 5.29 bestätigen diese Aussage. Der höchste Druckrückgewinn wurde erzielt, wenn die Brennkammer ohne Strömungswiderstände in den Ringkanälen betrieben wurde. Die Aufteilung der Verbrennungsluft am Flammrohr in Primär- und den relativ großen Anteil von Sekundärluft unterstützt in radialer Richtung die Aufweitung der Strömung im Vordiffusor. Leichte Einbußen im Druckrückgewinn von 4,5% traten auf, wenn beide Ringkanäle gedrosselt wurden. Durch die Versperrung der Ringkanäle tritt ein großer Massenstromanteil mit hohen Geschwindigkeiten aus der Mitte des Diffusorkanals in die Primärluftbohrungen des Flammrohres ein. Der statische Druckrückgewinn war daher in der Kanal-

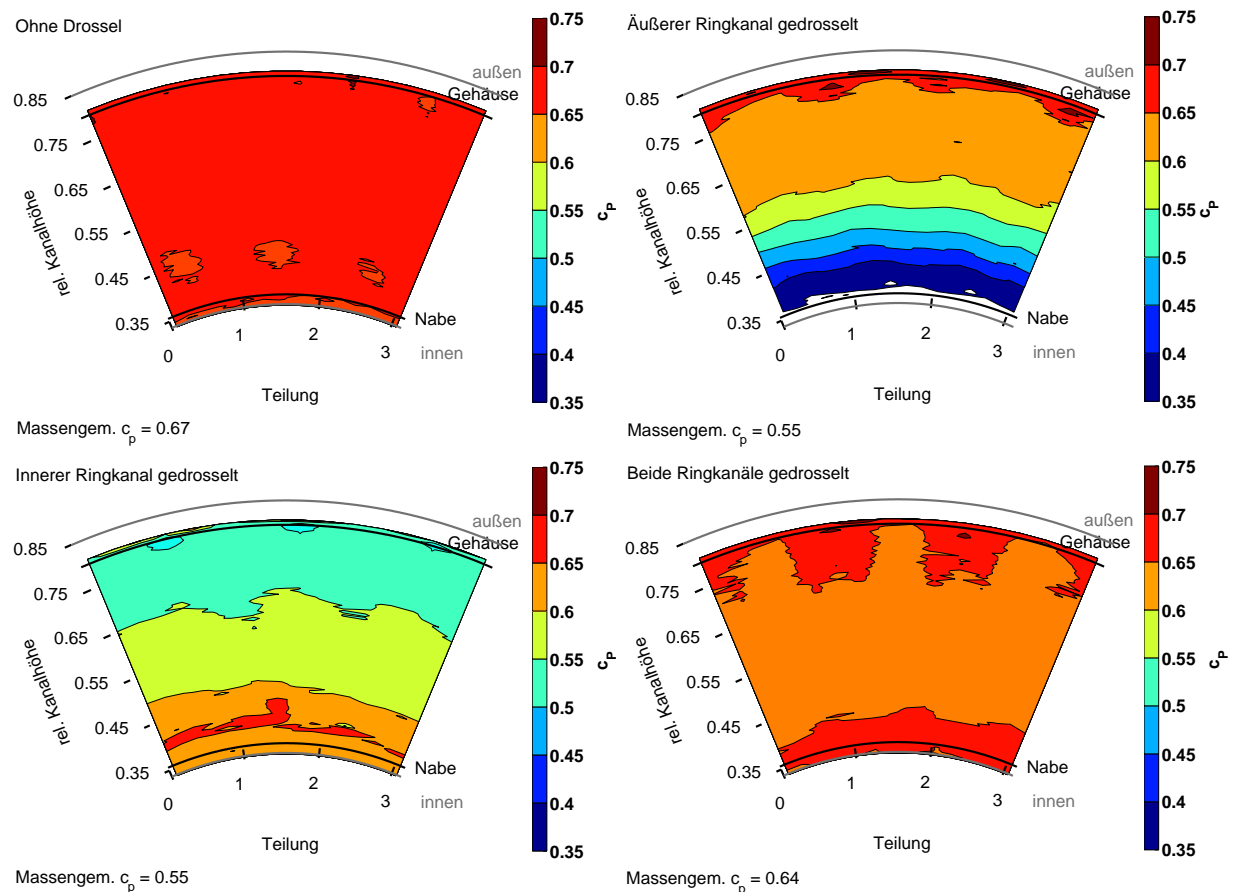


Abb. 5.29: Vergleich der Druckrückgewinnkoeffizienten am Vordiffusoraustritt in MV2 für verschiedene Drosselungen der Ringkanäle

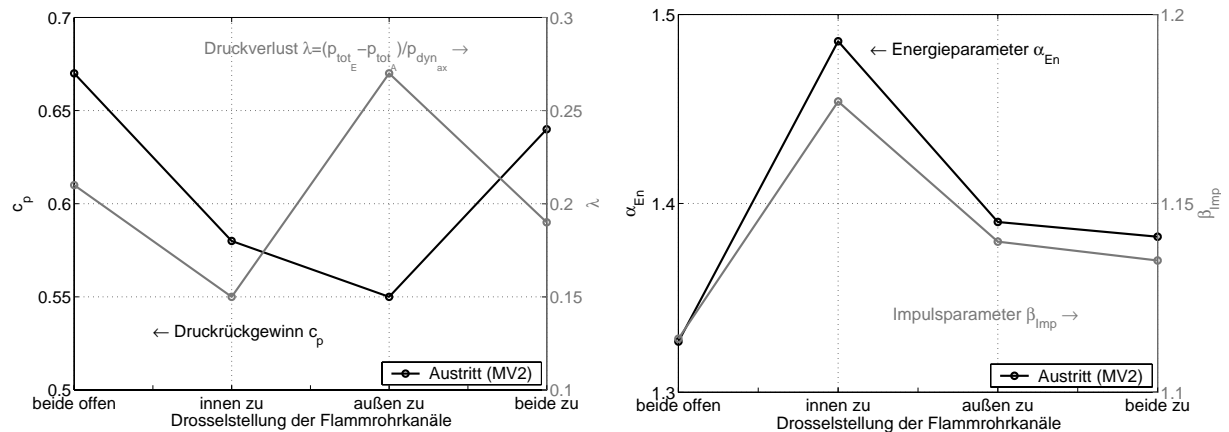


Abb. 5.30: Vergleich der massengemittelten Diffusorgrößen am Vordiffusoraustritt in MV2 für verschiedene Drosselungen der Ringkanäle

mitte des Diffusors und integral betrachtet etwas geringer als ohne Drosseln. Massive Verluste im Druckrückgewinn von 18% entstanden beim einseitigen Versperren der Ringkanäle. Die starke Deformation des Geschwindigkeitsprofils äußerte sich in einer ausgeprägten Störung der statischen Druckverteilung am Diffusoraustritt. Geringe statische Drücke kennzeichnen in Abbildung 5.29 die Gebiete hoher Geschwindigkeiten oder hoher Totaldruckverluste. In Abbildung 5.30 wird die Zunahme der Inhomogenität des Geschwindigkeitsprofils durch die einseitige Drosselung der Brennkammer deutlich. Die hohen Werte für den Impulsparameter und den Energieparameter bringen dies zum Ausdruck. Der verminderte Druckrückgewinn wird demnach mit der inhomogenen Geschwindigkeitsverteilung in Verbindung gebracht.

Die Totaldruckverluste zwischen Ein- und Austritt des Vordiffusors steigen nur bei Drosselung des äußeren Ringkanals stark an. Dies korreliert nicht mit den berechneten Energie- und Impulsparametern. Die größte Ungleichmäßigkeit der Strömung liegt bei der Drosselung des inneren Kanals vor. In dieser Konfiguration fließen die Gebiete hoher Totaldruckverluste in der Nähe der Nabe aufgrund des geringen Radius nur in abgeschwächter Form in die Massengemittlung ein. Die geringen Totaldruckverluste in den gut durchströmten Außenwandpassagen des Diffusors werden in der Berechnung besonders stark berücksichtigt. Als Folge daraus sinkt der massengemittelte Totaldruckverlust sogar bezogen auf die Ausgangsvariante. Umgekehrt werden hohe massengemittelte Totaldruckverluste bestimmt, wenn der äußere Strömungskanal versperrt wird und die verlustbehafteten Strömungsgebiete an der Diffusoraußenwand das Berechnungsergebnis dominieren. Folglich steigt der massengemittelte Totaldruckverlust trotz des geringeren Energie- und Impulsparameters an.

Aus diesen Erkenntnissen lässt sich folgern, dass der Brennkammerdiffusor in der entwickelten Versuchsanlage sehr sensibel auf unsymmetrische Abströmbedingungen reagiert. Das Geschwindigkeitsprofil am Austritt wird gestört und der Druckrückgewinn fällt ab. Die symmetrische Drosselung der Ringkanäle hingegen bewirkt nur einen geringen Verlust des statischen Druckaufbaus.

5.4 Kombination der Einflussparameter

In den vorangegangenen Kapiteln wurde ein positiver Einfluss der periodisch instationären Eintrittsbedingungen und der Existenz des Flammrohrs auf den Druckrückgewinnkoeffizienten festgestellt. Es stellt sich die Frage, ob diese Effekte nur einzeln betrachtet oder auch in ihrer Kombination zur Verbesserung der Diffusorströmung beitragen. Zur genaueren Untersuchung des Verhaltens der Diffusorströmung bei gleichzeitigem Auftreten der begünstigenden Effekte sollen im Folgenden die Messergebnisse aus den Untersuchungen der 10°-Diffusorvariante gegenübergestellt und diskutiert werden.

In Abbildung 5.31 sind die Druckrückgewinne an der Außenwand und am Austritt des 10° Diffusors in MV2 für die Konfigurationen:

- Grundzustand ohne eingebautes Flammrohr und ohne Speichenrotor,
- eingebautes Flammrohr im Abstand $d/h_E = 1$,
- eingebauter Speichenrotor, Speichendurchmesser 3mm, 40 Speichen, 20Hz Rotorfrequenz
- und Flammrohr und Speichenrotor in Kombination

gegenübergestellt. Der grundlegende Verlauf des Druckaufbaus in der 10°-Variante des Diffusors wurde bereits in Kapitel 5.2.2 erläutert. Die Stagnation des Druckrückgewinns, welche auf ein Rückströmgebiet am Übergang vom Diffusor in die Brennkammer zurückgeführt wurde, wird auch unter dem positiven Einfluss des Flammrohres und der Speichennachläufe auf die Diffusorströmung nicht unterbunden. Trotzdem steigt der Druckrückgewinn bezogen auf die Grundvariante entlang der Diffusoraußenwand und in der Diffusoraustrittsebene an. Im ersten Drittel des Diffusors bewirken die der Strömung überlagerten Speichennachläufe etwa die gleiche Verbesserung wie das stromabwärts eingebaute Flammrohr. Zum Ende des Vordiffusors hin macht sich besonders der Einfluss des nahe gelegenen Flammrohres bemerkbar. Der Einbau des Flammrohres ruft einen größeren Druckrückgewinn hervor als die Verwendung des Speichenrotors.

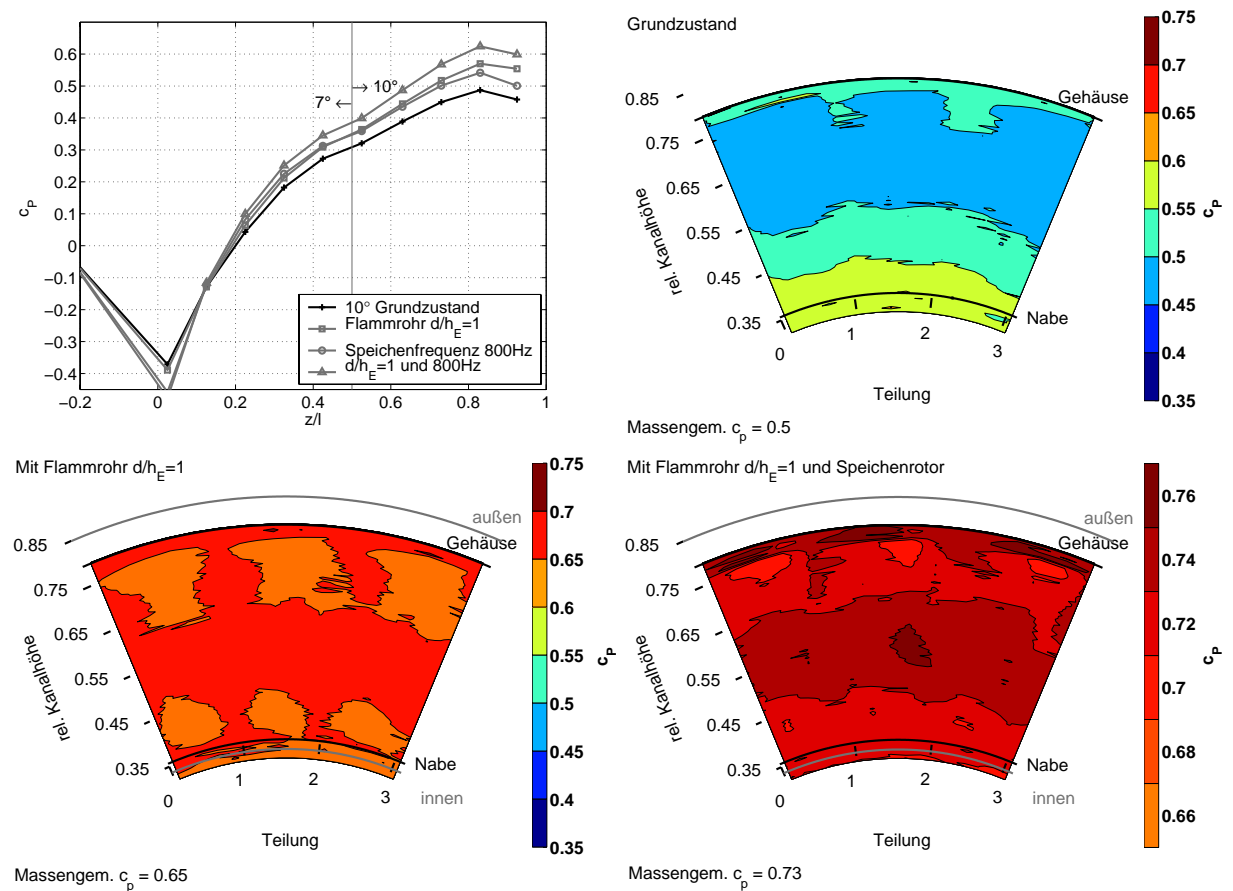


Abb. 5.31: Vergleich der Maßnahmen zur Steigerung des Druckrückgewinnkoeffizienten für den 10° Diffusor

In der Kombination der beiden günstigen Einflussparameter wird ein noch besserer Druckrückgewinn erreicht, als dies unter dem Einsatz nur eines Effektes möglich ist. Einzeln betrachtet werden durch die Verwendung des Flammrohres Verbesserungen von 17% und mit den 3mm Speichen des Rotors eine Aufwertung von 11% erzielt. Wenn die Effekte nicht miteinander in Wechselwirkung stehen, müsste durch die Kombination eine Verbesserung von 28% eintreten. Das Ergebnis der Messung bestätigt diesen Zuwachs an Druckrückgewinn und legt die Vermutung nahe, dass die Verbesserung der Diffusorströmung durch die beiden Einflussparameter unterschiedliche Ursachen hat. Wie in Abschnitt 5.3.1 gezeigt wurde, kommt es durch den Einbau des Flammrohres zu einer Reduktion des Geschwindigkeitsmaximums und zu einem fülligeren Geschwindigkeitsprofil an der Diffusornabe. Dies führt zu einer Verbesserung des Druckrückgewinns. Die günstige Wirkung des Speichenrotors auf die Diffusorströmung wird hingegen dem Ausmischen der Nachläufe innerhalb des Diffusors zugeschrieben (vgl. Kapitel

5.2.4). Außerdem wurde in den Untersuchungen mit Speichenrotor eine bessere Durchströmung des Diffusors an der Außenwand festgestellt. Da die Speichennachläufe und die Versperrung des Abströmquerschnittes durch das Flammrohr demnach die Diffusorströmung auf unterschiedliche Weise beeinflussen, erscheint auch die beobachtete Unabhängigkeit der beiden gegenübergestellten Effekte sinnvoll.

6 Zusammenfassung und Ausblick

Zielsetzung der vorliegenden Arbeit war es, das veränderte Strömungsverhalten von Brennkammerdiffusoren unter den für Gasturbinen typischen Einbaubedingungen zu untersuchen. Ausgehend von einem unbeeinflussten Brennkammerdiffusor sollte dabei insbesondere die Einflussnahme der angrenzenden Gasturbinenkomponenten auf die Strömung im Diffusor ermittelt werden. Die in Flugtriebwerken zum Einsatz kommenden Ringdiffusoren sind am Eintritt der periodisch instationären Abströmung des Verdichters und am Austritt der Potenzialwirkung der Brennkammer ausgesetzt. Die Ergründung der positiven und negativen Einflüsse, welche die angrenzenden Gasturbinenbauteile auf den Druckrückgewinn und auf die auftretenden Verluste im Diffusor ausüben, sowie deren Ursachen stand im Mittelpunkt des Vorhabens.

Für die durchgeführten Experimente wurde ein Versuchsstand entwickelt, der die systematische Variation der An- und Abströmbedingungen für einen beschaufelten Brennkammervordiffusor ermöglicht. In die untersuchten Vordiffusoren mit konzentrischer Nabe wurden die Nachleitschaufeln der letzten Verdichterstufe integriert, was innerhalb des ersten Drittels der Diffusoren eine zusätzliche Verzögerung hervorrief. Zwei Diffusoren mit den Flächenverhältnissen $AR = 1,53$ und $AR = 1,66$ wurden ausgelegt, die beide die zusätzliche Verzögerung im Gebiet der Nachleitschaufeln durch einen geringeren Flächenzuwachs bzw. Außenwandöffnungswinkel berücksichtigen. Der als Wirbelstrommaschine ausgelegte modellierte Axialverdichter ermöglicht durch Umstaffelung der Vorleitschaufeln und durch die Verwendung eines Speichenrotors anstelle eines beschaufelten Rotors die Simulation verschiedener Verdichterbetriebszustände. Die Abströmbedingungen des Vordiffusors wurden am Austritt in den Stoßdiffusor durch die Positionierung des Flammrohres und durch die mit Hilfe von Drosseln variierte Luftmengenverteilung in der Brennkammer verändert, um die Auswirkungen auf die Diffusorströmung zu untersuchen.

Allgemein zeigen die Versuche, dass Unstetigkeiten im Wandverlauf der Diffusoren einen negativen Einfluss auf den Druckrückgewinn und die Totaldruckverluste ausüben. Die lokalen Beschleunigungen der Strömung, welche an Kanten und Übergangsgebieten die Grenzschicht stark belasten, sollten nach Möglichkeit vermieden werden. Durch Ablösung der Grenzschicht in Diffusoren mit großen Öffnungswinkeln könnte sich an solchen Stellen eine verlustbehaftete

Strömung ausbilden. In den Versuchen trat am Eintritt und am Übergang des beschaufelten Diffusorteils zum stärker geöffneten Außenwandwinkel eine Stagnation des Druckrückgewinns ein, die eine abgelöste Grenzschicht vermuten lässt. Jedoch setzte sich der Druckaufbau weiter stromabwärts fort, was auf ein Wiederanlegen der Grenzschicht an die Diffusoraußenwand durch den vorhandenen Drall in der Strömung und die daraufhin wirkenden Fliehkräfte zurückgeführt wird. An der Nabe hingegen wurde, bei reduziertem Drall in der Zustömung und der damit verbundenen Fehlanströmung der im Vordiffusor integrierten Nachleitschaufeln, eine Ablösung der Strömung beobachtet, die sich bis zum Diffusorende nicht mehr an die Nabenwand anlegte. Die Fliehkraft, die aufgrund des Dralls die Grenzschicht an der Außenwand begünstigt, erschwert in Nabennähe den Impulsaustausch mit der Hauptströmung aus der Kanalmitte.

Ein günstiger Einfluss auf den Druckrückgewinn konnte durch periodisch instationäre Nachläufe in der Anströmung des Diffusors festgestellt werden. Der Einbau eines rotierenden Speichenrades generierte periodisch vorbeieilende Nachlaufgebiete hoher Turbulenz und Totaldruckverluste am Eintritt des Vordiffusors. Die in realen Schaufelrotoren auftretenden Sekundärströmungen und Spaltwirbel können dabei nicht simuliert werden. Der Vorteil bei der Verwendung des Speichenrades als Nachlaufgenerator liegt in der Möglichkeit der Variation des Speichendurchmessers und der frei einstellbaren Drehzahl. Eine Drehzahlsteigerung des Rotors und dicker werdende Speichendurchmesser verursachten einen zunehmenden Turbulenzgrad in der Zuströmung, der sich günstig auf die Stabilität und die Gleichförmigkeit des Geschwindigkeitsprofils am Austritt des Vordiffusors auswirkt. Mit dem größten untersuchten Speichendurchmesser von 3mm und der höchsten Rotordrehzahl von 20Hz wurde eine Verbesserung des Druckrückgewinns von 11% erreicht. Die Steigerung des c_p -Wertes wurde mit dem Ausmischen der Nachläufe und der beobachteten Homogenisierung der Strömung in der Nähe der Diffusoraußenwand in Verbindung gebracht. Dies korreliert mit den Wanddruckmessungen an der Diffusoraußenwand mit zeitlich hochauflösenden Drucksensoren. Die beobachteten periodischen Druckschwankungen mit der Nachlauffrequenz lösten sich im hinteren Teil des Diffusors mit zunehmender Speichenfrequenz auf. In diesem Zusammenhang wurde festgestellt, dass sich die nachlaufinduzierten Druckschwankungen in der Grenzschicht bei geringen Rotordrehzahlen mit der Strömungsgeschwindigkeit und bei hohen Drehzahlen mit Schallgeschwindigkeit fortpflanzen.

Eine besonders gute Wirkung auf die Vordiffusorströmung zeigte sich, wenn das Flammrohr der Ringbrennkammer den in den Stoßdiffusor austretenden Luftmassenstrom aufteilte. Der Aufstauereffekt vor dem Flammrohr verzögerte stromaufwärts die Strömung in der Kanalmitte des Vordiffusors und drängte den Luftmassenstrom an die Diffusorwände. In den energetisch schwachen Randzonen erhöhte sich dadurch die kinetische Energie. Das vergleichmäßigte

Geschwindigkeitsprofil verbesserte den Druckrückgewinn. Bei der Variation des Flammrohrabstandes zum Vordiffusoraustritt zeigte sich, dass der Effekt mit geringer werdender Distanz stärker wird. Gleichzeitig steigt aber auch der Totaldruckverlust an, wodurch ein Optimierungsproblem entsteht: Es gilt einen Kompromiss zwischen dem Druckrückgewinn bzw. der daraus resultierenden Baulänge des Diffusors und dem entstehenden Totaldruckverlust zu finden.

Die Beeinflussung der Luftmengenverteilung in der Brennkammer durch die Verengung der Strömungsquerschnitte am Austritt der Flammrohringkanäle in die Beruhigungsstrecke ergab eine starke Veränderung der Vordiffusorströmung. Besonders die einseitige Erhöhung der Strömungswiderstände in den Ringkanälen führte zu einer stark unsymmetrischen Abströmung des Vordiffusors mit den damit verbundenen Ablösungen der Strömung und Einbußen im Druckrückgewinn. Durch eine symmetrische Drosselung der Ringkanäle entstanden zwar innerhalb der Ringkanäle große Verluste, die Druckrückgewinne und Totaldruckverluste bei der Bilanzierung über den Vordiffusor veränderten sich hingegen kaum.

Die beiden positiven Einzeleffekte, die der periodisch instationären Zuströmung und der Verdrängungswirkung des Flammrohres, wurden abschließend in Kombination betrachtet. Dabei stellte sich eine unabhängige Verbesserung der Druckrückgewinne ein. Dies wurde auf die unterschiedlichen Wirkmechanismen der Speichennachläufe am Eintritt und der Flammrohrpositionierung am Austritt des Vordiffusors zurückgeführt.

Die durchgeführten Untersuchungen zeigen die Wichtigkeit der Berücksichtigung von Randbedingungen, denen Ringdiffusoren in ihrer realen Einbausituation ausgesetzt sind. Die Vernachlässigung der positiven Einflüsse der turbulenten Verdichterströmung und des stromabwärts gelegenen Flammrohres führen bei der Annahme stationärer Randbedingungen zu einer zu konservativen Auslegung des Vordiffusors. In den durchgeführten Versuchen wurden im eingebauten Zustand des Vordiffusors bessere Druckrückgewinne erzielt, als dies von der Auslegung unter stationären Bedingungen vorausgesagt wird. Dies beinhaltet ein Potenzial zur Gewichtseinsparung von Gasturbinentriebwerken durch kürzere Diffusorbaulängen, da der gleiche Druckrückgewinn unter größeren Flächenverhältnissen bereits nach kürzerer Strecke erreicht werden kann. Des Weiteren wird durch die vorliegende Arbeit der Entwickler von Diffusoren auf jene Randbedingungen sensibilisiert, welche die Diffusorströmung besonders positiv oder negativ beeinflussen.

Zur weiteren Untersuchung der Effekte könnten sich die folgenden Parameterstudien anschließen: Die Grundturbulenz in der Zuströmung könnte durch stillstehende Gitter angehoben werden, um einen Vergleich zwischen stationärer Turbulenz und periodisch instationärer Turbulenz zuzulassen. Außerdem könnte jede zweite Speiche des Speichenrotors entfernt werden, um die Teilung und die Abstände der Speichennachläufe zu verändern. Bei doppelter Rotordrehzahl

würde die Nachlauffrequenz konstant bleiben und lediglich die Entfernung variiert werden, nach der sich die Nachläufe so weit mit der Hauptströmung vergleichmäßig haben, dass sie zusammentreffen und sich miteinander vermischen. Der Ausmischvorgang könnte somit aus dem Vordiffusorgebiet in die Brennkammer verschoben und die sich daraus ergebenden Veränderungen der Diffusorströmung untersucht werden.

Neben der numerischen Berechnung der Strömung im Brennkammerdiffusor und der damit gegebenen Möglichkeit, die Strömungsvorgänge in für die Messtechnik unzugänglichen Zonen zu verstehen, sollte ein Auslegungskonzept für Ringdiffusoren entwickelt werden, das die Randbedingungen am Ein- und Austritt berücksichtigt.

Literaturverzeichnis

- [1] ABRAHAMSEN, P. E. H.: *Numerical calculation of swirling diffuser flow*. (4th European Conference on Turbomachinery), ATI-CST-049/01, S. 589 – 596 (2001).
- [2] ADENUBI, S. O.: *Performance and flow regime of annular diffusers with axial turbomachine discharge inlet conditions*. (American Society of Mechanical Engineers), In: *Journal of Fluids Engineering*, Vol. 22, No. 4, S. 469 – 483, December (1996).
- [3] ASHJAEI, J., JOHNSTON, J. P.: *Straight-walled, two-dimensional diffusers - transitory stall and peak pressure recovery*. (American Society of Mechanical Engineers), In: *Journal of Fluids Engineering*, Vol. 102, S. 275 – 282, September (1980).
- [4] BARBER, C. B., DOBKIN, D. P., HUHDANPAA, H. T.: *The quickhull algorithm for convex hulls*. (ACM). In: *Transactions on Mathematical Software*, Vol. 22, No. 4, S. 469 – 483, December (1996).
- [5] BARKER, A. G., CARROTTE, J. F.: *Influence of compressor exit conditions on combustor annular diffusers, Part 1: Diffuser performance*. (American Institute of Aeronautics and Astronautics). In: *Journal of Propulsion and Power*, Vol. 17, No. 3, S. 678 – 686, May-June (1995).
- [6] BARKER, A. G., CARROTTE, J. F.: *Influence of compressor exit conditions on combustor annular diffusers, Part 2: Flow redistribution*. (American Institute of Aeronautics and Astronautics). In: *Journal of Propulsion and Power*, Vol. 17, No. 3, S. 687 – 694, May-June (1995).
- [7] BARKER, A. G., CARROTTE, J. F.: *Compressor exit conditions and their impact on flame tube injector flows*. (Transactions of the ASME). In: *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, Vol. 124, S. 10 – 19, January (2002).
- [8] BECKER, B., STOFFEL, B.: *Experimental investigations of a combustion chamber pre-diffuser*. Progress in Computational Fluid Dynamics. In: *Trends in Modelling*

- Turbulent Processes in Gas Turbine Combustors*, Vol. 4, Nos. 3-5, Inderscience Enterprises Ltd. (2004).
- [9] BECKER, E.: *Gasdynamik*. B.G. Teubner, Stuttgart (1969).
- [10] BENKAHLED, A.: *Strömungsverhalten von Brennkammer-Einläufen mit glockenförmigen Vordiffusoren: Experimentelle und numerische Überprüfung*. Dissertation Universität Karlsruhe, Fakultät für Maschinenbau, (1996).
- [11] BILL, B.: *Messen mit Kristallen*. (Grundlagen und Anwendungen der piezoelektrischen Messtechnik). Verlag Moderne Industrie, ISBN 3 478 93269 6 (2002).
- [12] BIAGLOW, J. A.: *Effects of various diffuser designs on the performance of an experimental turbojet combustor insensitive to radial distortion of inlet airflow*. NASA TM X-2216 (1971).
- [13] O'BRIEN, J. E., CAPP, S. P.: *Two-component phase-averaged turbulence statistics downstream of a rotating spoked-wheel wake generator* (Transactions of the ASME). In: *Journal of Turbomachinery*, Vol. 111, S. 475 – 482, October (1989).
- [14] BRUUN, H. H.: *Hot-wire anemometry* (Principles and signal analysis). Oxford Science Publications, Oxford University Press, ISBN 0 19 856342 6 (1995).
- [15] CARLSON, J., JOHNSTON, J., SAGI, C.: *Effects of wall shape on flow regimes and performance in straight, two-dimensional diffusers*. (Transactions of the ASME). In: *Journal of Basic Engineering*, Vol. 89, S. 151 – 160 (1967).
- [16] CARROTTE, J. F., BAILEY, D. W., FRODSHAM, C. W.: *Detailed measurements on a modern combustor dump diffuser system*. (Transactions of the ASME). In: *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, Vol. 117, S. 678 – 685, October (1995).
- [17] CARROTTE, J. F., DENMAN, P. A., WRAY, A. P., FRY, P.: *Detailed performance comparison of a dump and short faired combustion diffuser system*. (Transactions of the ASME). In: *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, Vol. 116, S. 517 – 526, July (1994).
- [18] CARROTTE, J. F., YOUNG, K. F., STEVENS, S. J.: *Measurements of the flow field within a compressor outlet guide vane passage*. (Transactions of the ASME). In: *Journal of Turbomachinery*, Vol. 117, S. 29 – 37, January (1995).
- [19] DE HALLER, P.: *Das Verhalten von Tragflügeln in Axialverdichtern und im Windkanal*. (VDI-Berichte 3). In: *Probleme der Strömungstechnik im Maschinenbau*, S. 27 (1955).

- [20] FERNHOLZ, H.: *Theoretische Untersuchung zur optimalen Druckumsetzung in Unterschalldiffusoren*. Dissertation TH Karlsruhe (1961).
- [21] FISHENDEN, C. R., STEVENS, S. J.: *Performance of annular combustor-dump diffusers*. (American Institute of Aeronautics and Astronautics). In: *Journal of Aircraft*, Vol 14., No. 1, S. 60 – 67, January (1977).
- [22] GAUTSCHI, G.: *Piezoelectric sensorics*. (Forc, Strain, Pressure, Acceleration and Acoustic Emission Sensors, Materials and Amplifiers). Springer Verlag Berlin Heidelberg, ISBN 3 540 42259 5 (2002).
- [23] GREITZER, E. M.: *Coupled compressor-diffuser flow instability*. (American Institute of Aeronautics and Astronautics). In: *Journal of Aircraft*, Vol. 14, No. 3, S. 233 – 238, March (1977).
- [24] GRUHLE, W.: *Elektronisches Messen: Analoge und digitale Signalbehandlung*. (Leitfaden für Naturwissenschaftler und Techniker). Springer Verlag Berlin Heidelberg New York, ISBN 3 540 17028 6 (1987).
- [25] HEINKE, W.: *Experimentelle Untersuchungen zum Clocking-Effekt an einer stationären Stator-Stator-Anordnung*. Dissertation Technische Universität Darmstadt (2002).
- [26] HESTERMANN, R., KIM, S., BEN KAHLED, A., WITTIG, S.: *Flow field and performance characteristics of combustor diffusers: a basic study* (Transactions of the ASME). In: *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, Vol. 117, S. 686 – 694, October (1995).
- [27] HILGENFELD, L., PFITZNER, M.: *Unsteady boundary layer development due to wake passing effects on a highly loaded linear compressor cascade* (Transactions of the ASME). In: *Journal of Turbomachinery* Vol. 126, S. 493 – 500, October (2004).
- [28] HONAMI, S., SHIZAWA, T., SATO, A., OGATA, H.: *Flow behavior with an oscillating motion of the impinging jet in a dump diffuser combustor* (Transactions of the ASME). In: *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power* Vol. 118, January (1996).
- [29] HONAMI, S., YAMAZAKI, E., SHIZAWA, T.: *Improvement of aerodynamic performance of a combustor dump diffuser using inclined walls* (Proceedings of the ASME TURBO EXPO 2000). ASME 2000-GT-0114, Munich, May (2000).

- [30] INOUE, K., FUKADA, T., SHIZAWA, T., HONAMI, S.: *Flow behavior in the dump diffuser combustor with a split flow effects of inclined wall in a sudden expansion region* (Proceedings of the ASME FEDSM 2002). ASME 2002 Fluids Engineering Division Summer Meeting, FEDSM2002-31163, Montreal, July (2002).
- [31] KAISER, K. F., McDONALD, A. T.: *Effect of wake-type nonuniform inlet velocity profiles on first appreciable stall in plane-wall diffusers*. (Transactions of the ASME). In: *Journal of Fluids Engineering*, Vol. 102, S. 283 – 289, September (1980).
- [32] KIM, S., BEN KHALED, A., HESTERMANN, R., WITTIG, S.: *Design parameters for jet engine combustor diffusers*. (Seoul National University). In: *Proceedings of the 50th Anniversary Conference of KSME*, Seoul, Korea, November (1995).
- [33] KLEIN, A.: *The effect of blade-wakes on the performance of short dump-diffuser type combustor inlets*. (Transactions of the ASME). In: *Journal of Fluids Engineering*, Vol. 102, S. 236 – 241, June (1980).
- [34] KLEIN, A.: *The relation between losses and entry-flow conditions in short dump diffusers of combustors*. (Zeitschrift Flugwissenschaften Weltraumforschung), In: *Heft 12*, S. 286 – 292 (1988).
- [35] KLEIN, A., KATHEDER, K., ROHLFFS, M.: *Experimental investigation of the performance of short annular combustor-dump diffusers*. (2nd International Symposium on Air Breathing Engines), Paper No. 23, University of Sheffield, England (1974).
- [36] KLEIN, A., PUCHER, P., ROHLFFS, M.: *The effect of blade-wakes on the performance of short dump-diffuser type combustor inlets*. (Transactions of the ASME). In: *Journal of Fluids Engineering*, Vol. 102, S. 236 – 241, June (1980).
- [37] KLINE, S., ABBOTT, D., FOX, R.: *Optimum design of straight-walled diffusers*. (American Society of Mechanical Engineers). In: *Journal of Basic Engineering*, Vol. 81, S. 321 – 331 (1959).
- [38] KLOECK, B.: *Design, fabrication and characterisation of piezoresistive pressure sensors, including the study of electrochemical etch-stop*. Dissertation Université de Neuchâtel (1989).
- [39] LIEBLEIN, S., JOHNSEN, I. A.: *Resume of transonic compressor research at NACA Lewis Laboratory*. (Transactions of the ASME). In: *Journal of Engineering for Power*, Vol. 83, S. 219 – 234 (1961).

- [40] LITTLE, A. R., DENMAN, P. A., MANNERS, A. P.: *Prediction and Measurement of the total pressure loss in an engine representative diffuser system*. (Transactions of the ASME). In: *Journal of Turbomachinery*, Vol. 119, S. 390 – 396, April (1997).
- [41] LOHMANN, R. P., MARKOWSKI, S. J., BROOKMAN, E. T.: *Swirling flow through annular diffusers with conical walls*. (Transactions of the ASME). In: *Journal of Fluids Engineering*, Vol. 101, S. 224 – 229 (1979).
- [42] McDONALD, A. T., FOX, R. W., VAN DEWOESTINE, R. V.: *Effects of swirling inlet flow on pressure recovery in conical diffusers*. (American Society of Mechanical Engineers). Vol. 9, No. 10, S. 2014 – 2018, October (1971).
- [43] NELSON, W. J., POPP, E. G.: *Performance characteristics of two 6° and two 12° diffusers at high flow rates*. NACA RM L9H09 (1949).
- [44] OERTEL, H.: *Stoßrohre*. Springer Verlag Wien New York (1966).
- [45] RAAB, I.: *Analyse und Auslegung ein- und zweikanaliger Ringdiffusoren mit Hilfe der numerischen Strömungssimulation unter Verwendung experimenteller Ergebnisse*. Dissertation Technische Hochschule Darmstadt (1996).
- [46] RENEAU, L., JOHNSTON, J., KLINE, S.: *Performance and design of straight, two-dimensional diffusers*. (American Society of Mechanical Engineers). In: *Journal of Basic Engineering*, 66-FE-10, S. 141–150, Denver (1967).
- [47] REUBNER, C.: *Handbuch der Informationstechnik und Elektronik*. (Sensoren und Wandlerbauelemente). Band 8, Dr. Alfred Hüthig Verlag Heidelberg, ISBN 3 7785 1218 8 (1989).
- [48] RUBNER, K., BOHN, D.: *Verfahren für die Auswertung der Meßergebnisse von Strömungssonden*. (Zeitschrift Flugwissenschaften 20). Heft 1/2, S. 36 – 42 (1972).
- [49] SCHLICHTING, H.: *Grenzschicht-Theorie*. (Verlag G. Braun) Karlsruhe, ISBN 3 7650 1011 1 (1982).
- [50] SAATHOFF, P. J., MELBOURNE, W. H.: *Effects of free-stream turbulence on surface pressure fluctuations in a separation bubble*. (Journal of Fluid Mechanics), No. 337, S. 1 – 24 (1997).
- [51] SAKAI, N., YOSHIDA, H., SAKAI, T., SUGIMOTO, T.: *A numerical study on the influence of inlet velocity distribution on annular diffuser performance*. (10th International Symposium on Transport Phenomena and Dynamics of Rotating Machinery). ISROMAC10-2004-168, Hawaii, March (2004).

- [52] SCHÄFER, M.: *Numerik im Maschinenbau*. Springer Verlag Berlin Heidelberg New York, ISBN 3 540 65391 0 (1999).
- [53] SCHOBEIRI, M. T.: *Theoretische und experimentelle Untersuchungen laminarer und turbulenter Strömungen in Diffusoren*. Dissertation Technische Hochschule Darmstadt (1979).
- [54] SCHOBEIRI, M. T., READ, K., LEWALLE, J.: *Effect of unsteady wake passing frequency on boundary layer transition, experimental investigation, and wavelet analysis*. (Transactions of the ASME). In: *Journal of Fluids Engineering*, Vol. 125, S. 251 – 266, (2003).
- [55] SCHRÖDER, T.: *Entwicklung des instationären Nachlaufs hinter quer zur Strömungsrichtung bewegten Zylindern und dessen Einfluß auf das Umschlagverhalten von ebenen Grenzschichten stromabwärts angeordneter Versuchskörper*. Dissertation Technische Hochschule Darmstadt (1985).
- [56] SOVRAN, G., KLOMP, E. D.: *Experimentally determined optimum geometries for rectilinear diffusers with rectangular, conical or annular cross-section*. (Elsevier Publishing Company). In: *Fluid Mechanics of Internal Flow* (1967).
- [57] STEVENS, S. J., HARASGAMA, S. P., WRAY, P.: *The influence of blade wakes on the performance of combustor shortened prediffusers*. (American Institute of Aeronautics and Astronautics). In: *Journal of Aircraft*, Vol. 21, No. 9, S. 641 – 648, September (1984).
- [58] STEVENS, S. J., NAYAK, U. S. L., PRESTON, J. F., ROBINSON, P. J., SCRIVENER, C. T. J.: *Influence of compressor exit conditions on diffuser performance*. (American Institute of Aeronautics and Astronautics). In: *Journal of Aircraft*, Vol. 15, S. 482 – 488, September (1978).
- [59] STEVENS, S. J., WILLIAMS, G. J.: *The influence of inlet conditions on the performance of annular diffusers*. (Transactions of the ASME). In: *Journal of Fluids Engineering*, Vol. 102, S. 357 – 363, September (1980).
- [60] STIEGER, R., HOLLIS, D., HODSON, H.: *Unsteady surface pressures due to wake induced transition in a laminar separation bubble on a lp turbine cascade*. (Transactions of the ASME). In: *Journal of Turbomachinery*, Vol. 126, S. 544 – 550, October (2004).
- [61] STOFFEL, B., BECKER, B.: *Experimentelle und numerische Untersuchungen zur Wirkung des Verdichters auf die Brennkammereinströmung*. (Sonderforschungsbereich

- SFB568 Strömung und Verbrennung in zukünftigen Gasturbinenbrennkammern). Arbeits- und Ergebnisbericht, TU Darmstadt, S. 243 – 269 (2003).
- [62] SUTER, G., GIRSBERGER, R.: *Strömungstechnische Gestaltung des Austrittstutzens von Axialmaschinen*. (Ecole Polytechnique Fédérale Lausanne). Institut de thermique appliquée (1973).
- [63] TRAUPEL, W.: *Thermische Turbomaschinen* (Erster Band Thermodynamisch-strömungstechnische Berechnungen). 4. Auflage, Springer Berlin, ISBN 3540673768 (2001).
- [64] TROST, N.: *Einfluß der Zuströmturbulenz auf die Strömung in Axialgittern*. Dissertation Technische Hochschule Darmstadt (1975).
- [65] VASSILIEV, V., IRMISCH, S., CLARIDGE, M., RICHARDSON, D. P.: *Experimental and numerical investigation of the impact of swirl on the performance of industrial gas turbines exhaust diffusers*. (Proceedings of ASME). In: *Turbo Expo Power for Land, Sea and Air*, Atlanta, June (2003).
- [66] WALSH, P. P., FLETCHER, P.: *Gas turbine performance*. (Blackwell Science, Ltd). Oxford England, ISBN 0 632 04874 3 (2000).
- [67] WEISER, N.: *Untersuchungen zur Systematik abgelöster Diffusor-Strömungen*. (VDI Verlag). Reihe 7: Strömungstechnik, Nr. 212, ISBN 3 18 141207 4, Düsseldorf (1992).
- [68] WOLF, S., JOHNSTON, S.: *Effects of nonuniform inlet velocity profiles on flow regimes and performance in two-dimensional diffusers*. (Transactions of the ASME). In: *Journal of Basic Engineering*, S. 462 – 474, September (1969).
- [69] ZIERER, T.: *Experimental investigation of the flow in diffusers behind an axial flow compressor*. (Transactions of the ASME). In: *Journal of Turbomachinery*, Vol. 117, S. 231 – 239, April (1995).

Anhang

A Rotationssymmetrie der Diffusorabströmung

Die Umfangssymmetrie der gemessenen Abströmung am Diffusoraustritt (MV2) ist in Abbildung A.1 aufgetragen. Der Messbereich innerhalb dessen die in der Arbeit vorgestellten Untersuchungen durchgeführt wurden, ist darin markiert. Die für die gesamte Messebene als repräsentativ angenommene Zone erstreckt sich über den Umfangsradius von drei Nachleitschaufelteilungen. Die Umfangspositionen der Vor- und Nachleitschaufeln sowie der Stützrippen, welche weit stromaufwärts die Nabe fixieren, sind als Linien in der Polardarstellung in Abbildung A.1 angedeutet.

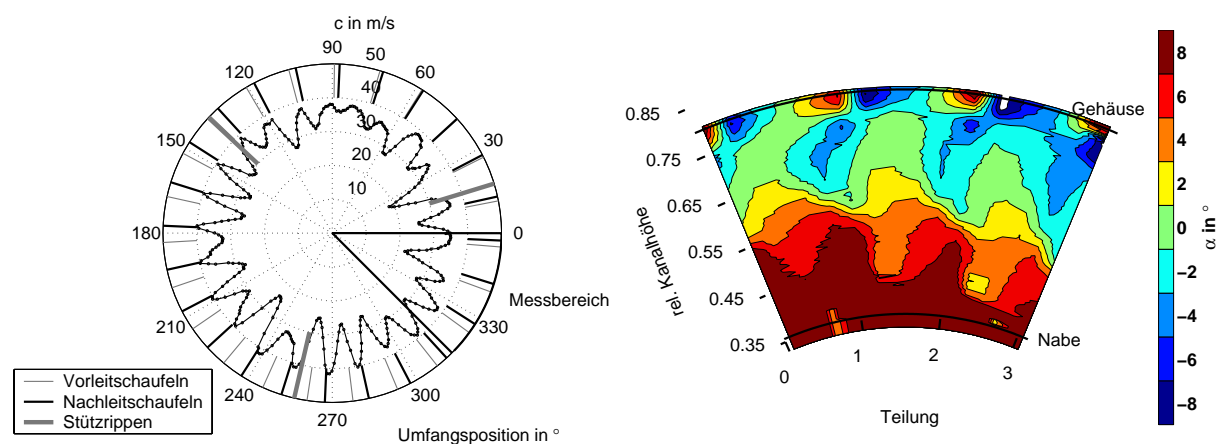


Abb. A.1: Abströmbedingungen am Vordiffusoraustritt (MV2): Geschwindigkeitsverlauf auf halber Diffusorkanalhöhe über den kompletten Umfang (links), Drehwinkel α_4 über Kanalhöhe und drei Schaufelteilungen (rechts)

Im Geschwindigkeitverlauf sind am Austritt des Vordiffusors MV2 die deutlich ausgeprägten Geschwindigkeitsdefekte zu erkennen, welche auf die an den Nachleitschaufeln und Stützrippen entstehenden Strömungsverluste zurückzuführen sind. Es zeigt sich eine schlechte Rotationssymmetrie der Geschwindigkeitsprofile in der Kanalmitte, was die Auswahl des repräsentativen

Messausschnittes erschwerte. Trotz der ungleichmäßigen Dellentiefen der Geschwindigkeitsschwankungen, die durch die unterschiedlichen Umfangspositionen der Nachlaufgebiete der stromaufwärts gelegenen Vorleitschaufeln und Stützrippen entstehen, bleibt das Geschwindigkeitsmaximum nahezu konstant.

Im rechten Diagramm der Abbildung A.1 ist der absolute Abströmwinkel am Vordiffusoraustritt dargestellt. Der Winkel ändert sich über der Kanalhöhe von der Nabe bis zum Gehäuse von $+8^\circ$ bis -6° . Dabei entspricht ein positiver Winkel einem Drall der Strömung in Teilungsrichtung und umgekehrt. Die Messung wurde im links abgebildeten Teilungsabschnitt durchgeführt. Durch die in Kapitel 3.3.1 durchgeführte Umstaffelung der Nachleitschaufeln, um im Mittel über der Kanalhöhe eine drallfreie Abströmung zu erzielen, passt der Staffelungswinkel nicht mehr zum ursprünglichen Design der Schaufel. Dadurch kommen die entgegengesetzten Abströmrichtungen an der Nabe und am Gehäuse zustande. In der Kanalmitte wird die angestrebte drallfreie Abströmung für den Grundzustand (15° -Diffusor ohne Speichenrotor und ohne Flammrohr) erreicht.

B Ölanstrichbilder

Zur Visualisierung und Identifikation der Schaufelnachläufe im Diffusor hinter den Nachleitschaufeln, wurden Ölanstrichbilder von der Diffusornabe und dem Diffusorgehäuse erzeugt (siehe Abbildung B.1). Die Diffusorwände wurden hierzu mit einem Gemisch aus Paraffin, Öl und weißen Farbpartikeln benetzt. Durch das richtige Mischungsverhältnis wurde die Viskosität auf solche Weise angepasst, dass das Gemisch im ausgeschalteten Zustand der Anlage beim Auftragen an der Oberfläche haftete und gleichzeitig dünnflüssig genug war, um später im eingeschalteten Zustand von der Strömung mitgerissen zu werden. Durch die Wandschubspannungen in der Grenzschicht übt die Strömung eine Kraft auf die Ölfarbe aus. Somit wird die Richtung der Strömung an der Wand visualisiert. Die Zeit zwischen dem Auftragen der Farbe und dem Erreichen des Betriebspunktes, bei dem die Strömung visualisiert werden soll, ist so kurz wie möglich zu halten. Denn das Paraffin verdunstet mit der Zeit und

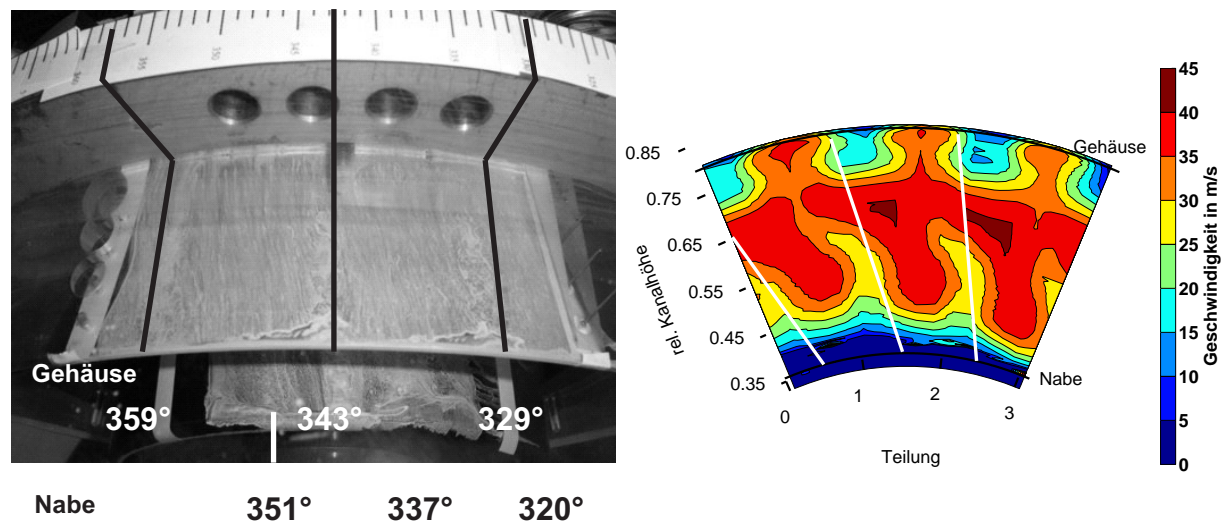


Abb. B.1: Ölanstrichbild und Zuordnung der Nachläufe hinter den Nachleitschaufeln für den 15° Diffusor

insbesondere unter dem Einfluss der Strömung während des Anfahrvorganges der Versuchsanlage aus dem Gemisch. Die veränderte Viskosität des Gemisches bewirkt, dass die Ölfarbe

dem Strömungsverlauf nicht mehr oder nur unzureichend folgt. Nach Erreichen des Betriebspunktes ist dieses Austrocknen des Ölanstrichbildes erwünscht. Die Anlage wurde solange im Betriebspunkt betrieben, bis sich eine ausreichende Menge an Paraffin verflüchtigt hatte und sich das Anstrichbild nach Ausschalten der Maschine nicht mehr veränderte.

Eine Fotografie der erzielten Ölanstrichbilder der Diffusorwände ist in Abbildung B.1 dargestellt. Die daraus abgelesenen Winkelpositionen der Nachläufe sind in der Geschwindigkeitsdarstellung in MV2 am Austritt des Vordiffusors an der Nabe und dem Gehäuse eingetragen und mit Linien verbunden.

C Speichenfrequenz Variation

Im Folgenden sind sämtliche instationären Druckmessungen, die mit den piezoresistiven Drucksensoren an der Außenwand des 15° Diffusors aufgezeichnet wurden, für verschiedene Zuströmbedingungen dargestellt. Die Speichenrotorfrequenz wurde bei diesen Versuchen von -5 Hz , was einer Rotationsbewegung entgegen des Strömungsdralls hinter der Vorleitschaukel entspricht, bis $+20\text{ Hz}$ in 5 Hz Schritten sukzessive angehoben. Zunächst sind die zeitlichen Veränderungen der Drücke aller Sensorpositionen in einem Diagramm aufgetragen, wodurch für jede eingestellte Frequenz der Nachläufe ein eigenes Diagramm entsteht. Danach werden in den Diagrammen in den Abbildungen C.3 und C.4 die FFT-Analysen für alle untersuchten Frequenzen an jeweils einer Sensorposition miteinander verglichen.

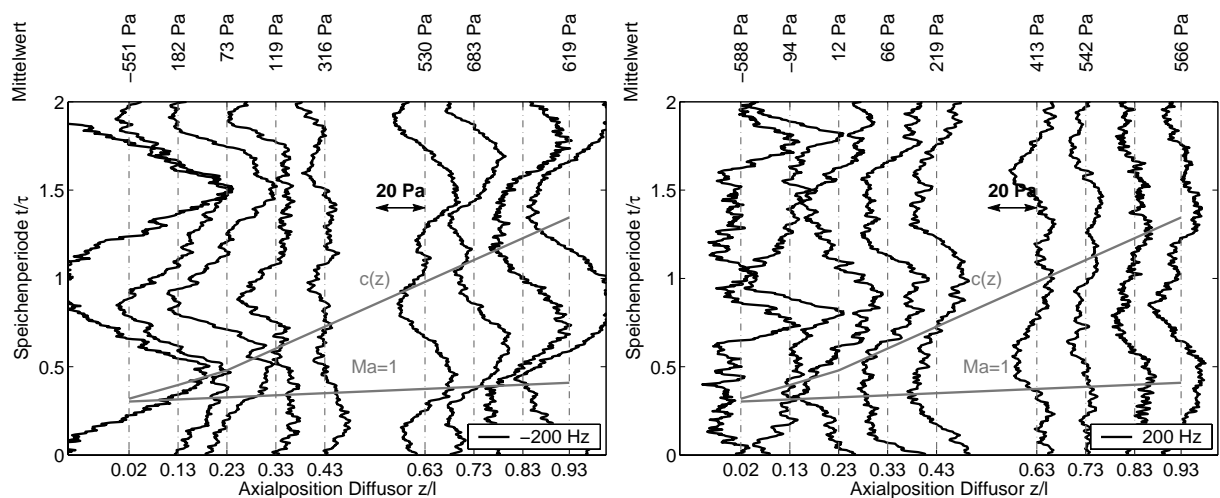


Abb. C.1: Instationärer statischer Druckverlauf an der Diffusoraußenwand bei den Nachlauffrequenzen -200 Hz und 200 Hz für den 15° Diffusor und 3 mm Speichen (40Stck.)

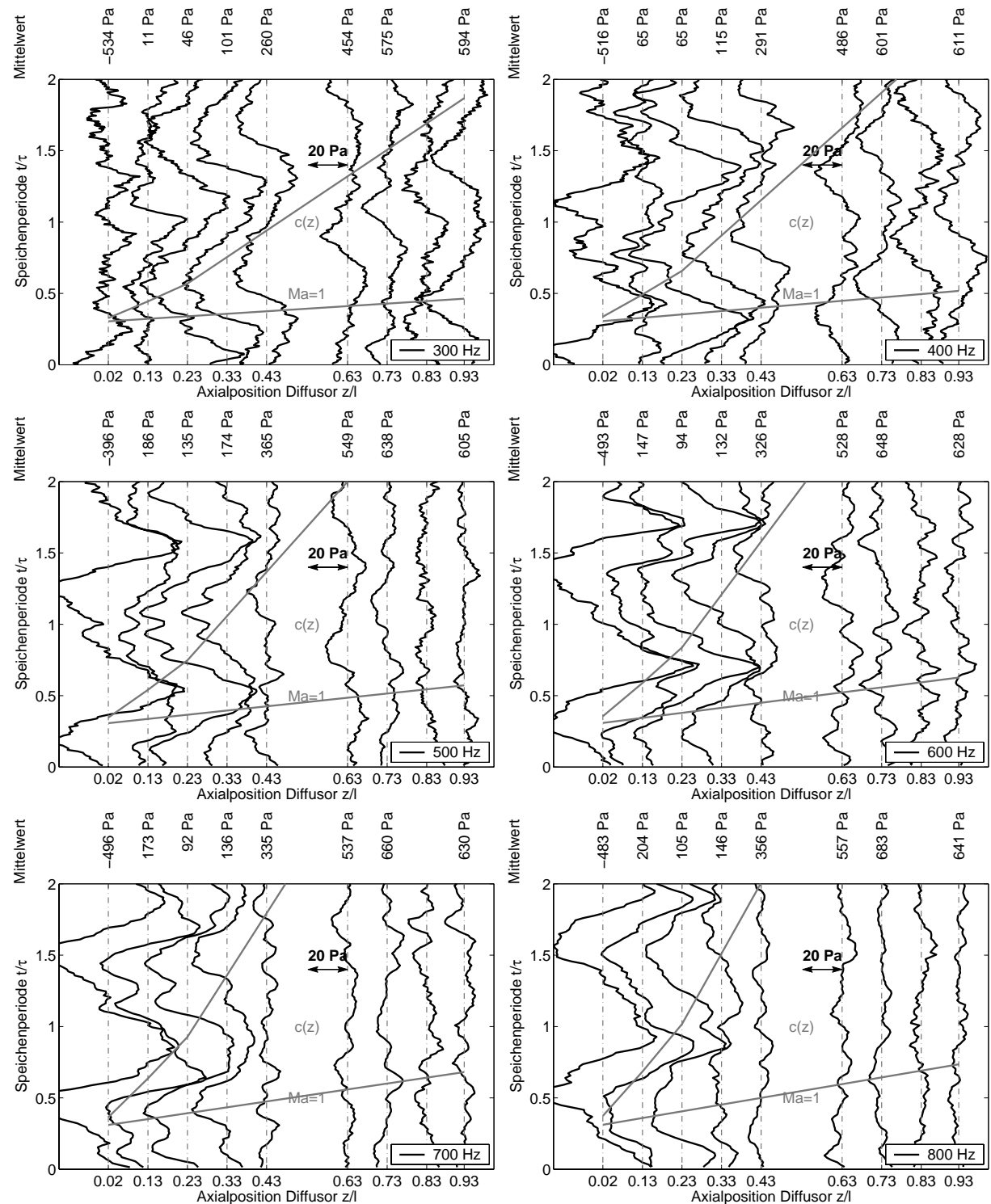


Abb. C.2: Instationärer statischer Druckverlauf an der Diffusoraußenwand bei Nachlauffrequenzen von 300Hz bis 800Hz für den 15° Diffusor und 3mm Speichen (40Stck.)

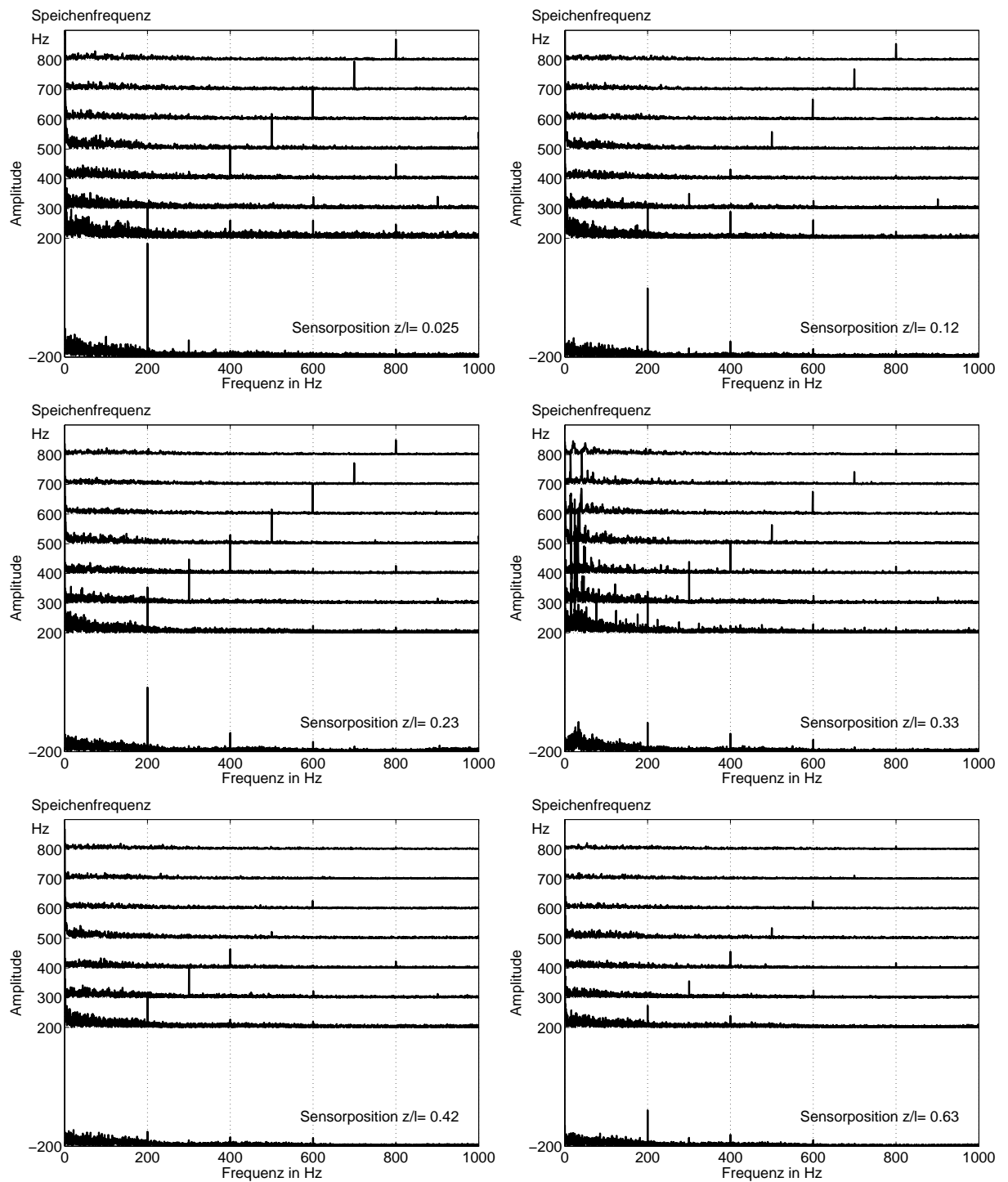


Abb. C.3: FFT-Analyse der piezoresistiven Drucksensoren an den Wandpositionen 0,02 bis 0,63 bei unterschiedlichen Nachlauffrequenzen für den 15° Diffusor und 3mm Speichen (40Stck.)

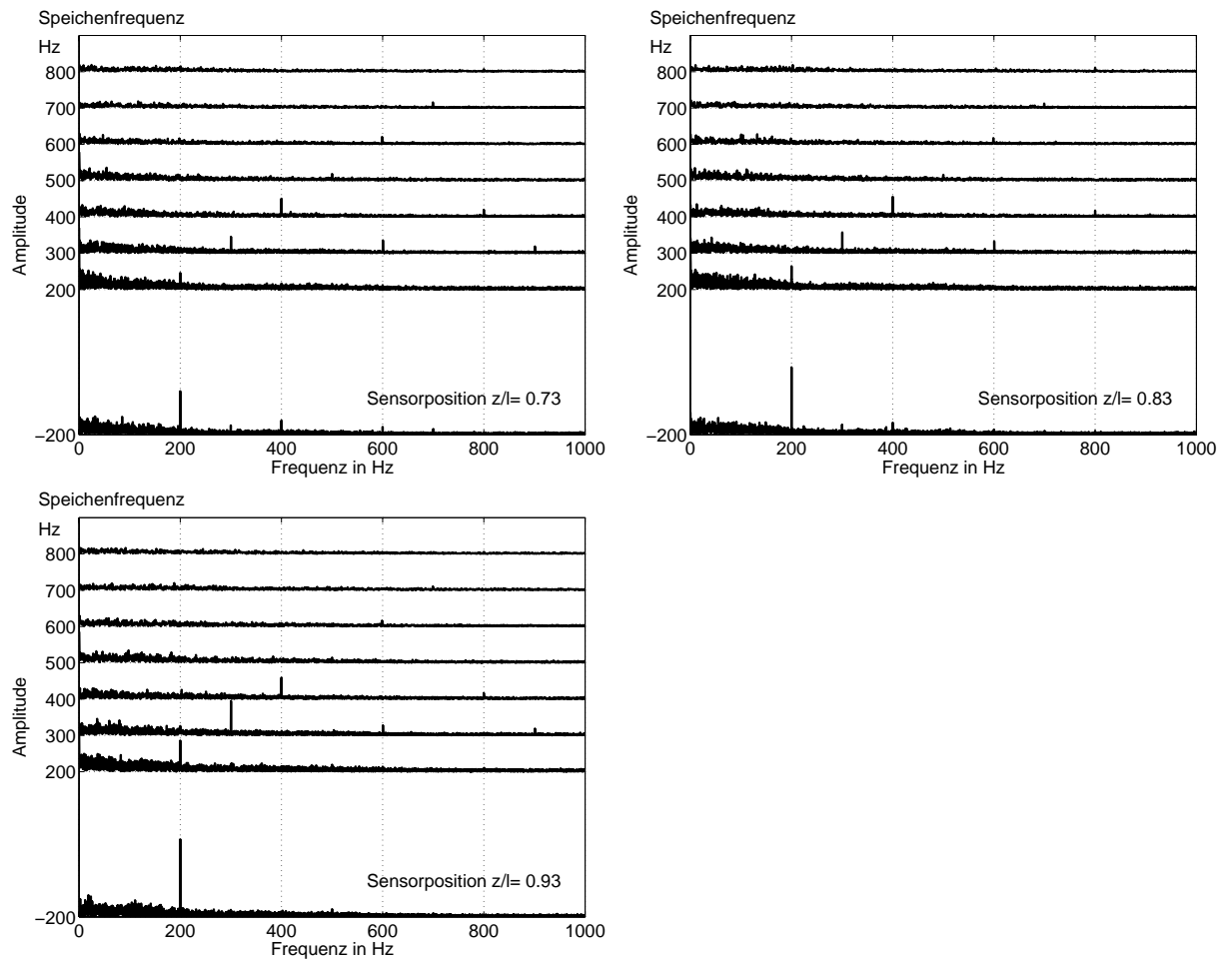


Abb. C.4: FFT-Analyse der piezoresistiven Drucksensoren an den Wandpositionen 0,73 bis 0,93 bei unterschiedlichen Nachlauffrequenzen für den 15° Diffusor und 3mm Speichen (40Stck.)

D Drosselung der Ringkanäle

In Kapitel 5.3.2 wurde der Einfluss der Luftverteilung in der Brennkammer auf die Strömung im Brennkammerdiffusor untersucht. Die zum Hervorrufen der veränderten Abströmbedingungen verwendeten Drosseln befinden sich am Messstreckenaustritt im äußeren und im inneren Ringraum der Brennkammer. Die Drosselvorrichtungen bestehen aus je zwei eng hintereinander angeordneten Lochblechen. Durch das Verdrehen einer der beiden ringförmigen Lochbleche können die Löcher in den beiden Scheiben zur Überdeckung gebracht werden. In diesem Fall ist die versperrte Fläche und der Strömungswiderstand im Ringkanal am geringsten. Wird die vordere Scheibe über diesen Punkt hinaus verdreht, verringern sich die durchströmten Flächen durch die partielle Abdeckung der Löcher in der hinteren Lochscheibe. Der Strömungswiderstand nimmt zu und der Luftmassenstrom im Ringkanal wird reduziert. Um definierte und reproduzierbare Drosselzustände herstellen zu können, ist eine genaue Winkelpositionierung der beiden Lochscheiben untereinander notwendig. Die Lochüberdeckungen (bzw. die Exzentrizität der beiden Lochmittelpunkte) wurden durch das Einlegen von drei gleichmäßig am Umfang verteilten zylindrischen Bolzen festgelegt. Die Zylinderstäbe mit den Durchmessern $d_{\text{Bolzen}} = 8\text{mm}$, 6mm oder 4mm definieren beim Verdrehen der vorderen Drosselscheibe den Grad des Verschlusses der Bohrungen $2 \cdot r_D = d_{\text{Drossel}} = 10\text{mm}$ in der Lochscheibe. Nach der Einstellung der Winkelposition werden die Drosselscheiben in dieser Position fixiert und die Stäbe wieder entfernt. Die sich einstellenden Schnittflächen der beiden Bohrungen ist in Abbildung D.1 dargestellt und berechnet sich mit Gleichung (D.1).

$$A_{\text{Schnittfläche}} = \frac{2 \cdot r_D^2 \cdot \arccos\left(\frac{r_D - d_{\text{Bolzen}}}{2 \cdot r_D}\right)}{\pi} - (r_D - d_{\text{Bolzen}}) \sqrt{r_D^2 - \left(\frac{r_D - d_{\text{Bolzen}}}{2}\right)^2} \quad (\text{D.1})$$

In Abhängigkeit der Schnittfläche berechnet sich in einem repräsentativen Lochscheibenabschnitt der Ausdehnung x und y die Strömungsfläche A_{Drossel} der Drossel für die Gleichung (5.19) durch Multiplikation der Ringkanalfläche $A_{\text{Ringkanal}}$ mit dem Korrekturfaktor:

$$f_{\text{Korr}} = \frac{A_{\text{Schnittfläche}}}{x \cdot y}. \quad (\text{D.2})$$

$$A_{\text{Drossel}} = f_{\text{Korr}} \cdot A_{\text{Ringkanal}} = f_{\text{Korr}} \cdot \pi \left(r_{\text{Ringkanal}_{\text{außen}}}^2 - r_{\text{Ringkanal}_{\text{innen}}}^2 \right) \quad (\text{D.3})$$

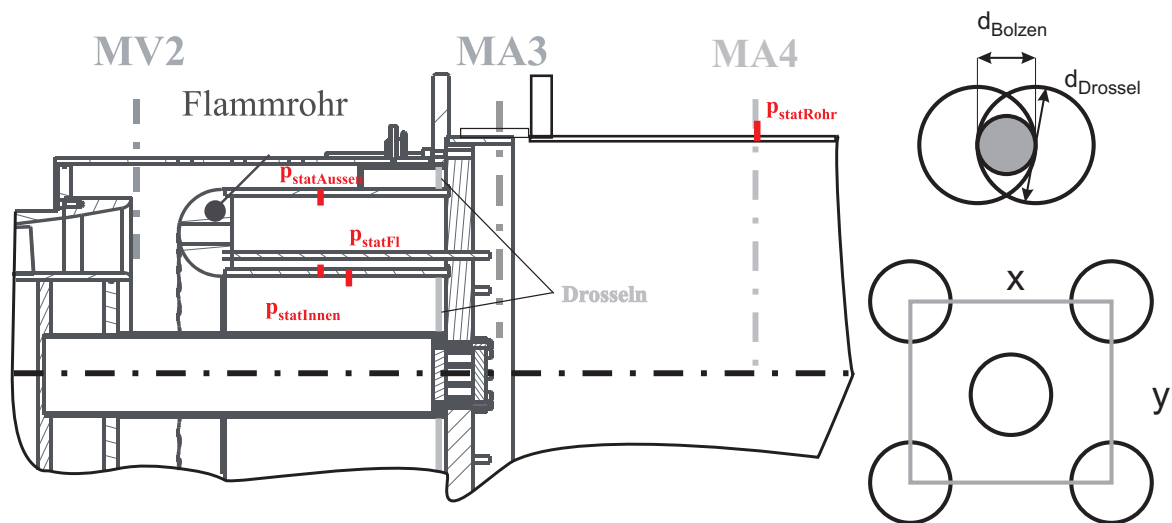


Abb. D.1: Bestimmung der Massenstromverteilung in der Brennkammer: Druckmessstellen (links), Drosselfläche (rechts)

Der statische Druckabfall, der an den Drosselstellen hervorgerufen wird, konnte mit acht gleichförmig am Umfang verteilten statischen Druckbohrungen in jeder der in Abbildung D.1 angegebenen Druckmessstellen gemessen werden. Die Druckdifferenzen zwischen den Messstellen in den Ringkanälen und der Messachse MA4 wurden für verschiedene Drosselstellungen und unterschiedliche Massenströme gemessen. Die Druckdifferenzen wurden über den bestimmten

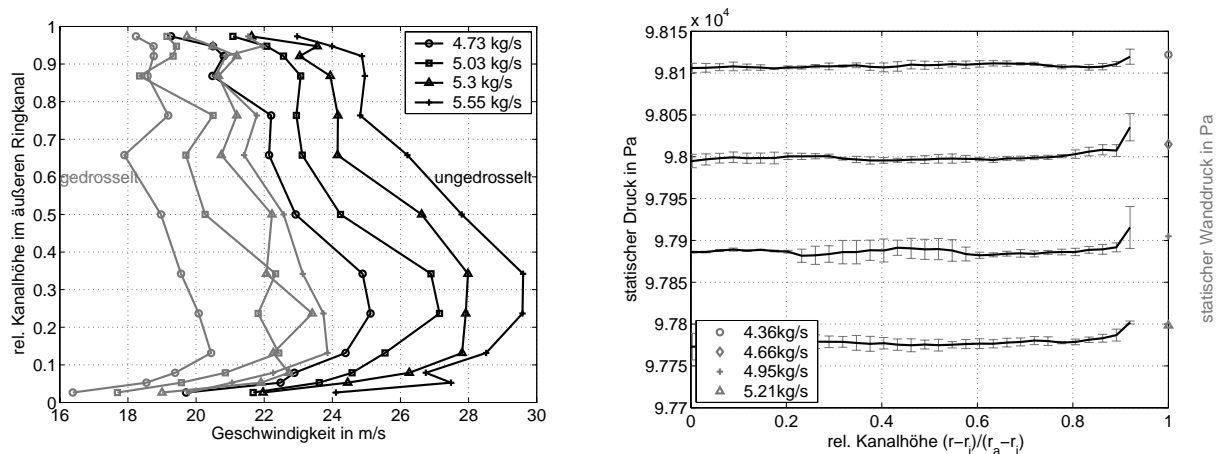


Abb. D.2: Geschwindigkeitsverlauf im Ringkanal für verschiedene Massenströme und Drosselstellungen (links), statische Druckverteilung hinter der Messstrecke (rechts)

Massenströmen in den Ringkanälen kalibriert (vgl. Tabelle 5.5). Als Beispiele für die aus den Geschwindigkeitsverläufen in den Ringkanälen ermittelten Massenströme sind für den äußeren Ringkanal die sich einstellenden Geschwindigkeitsprofile über der Kanalhöhe an der Stelle der statischen Druckbohrung $p_{\text{stat,außen}}$ in Abbildung D.2 aufgetragen.

Die Konstanz des statischen Druckes hinter der Messstrecke wurde durch Messungen mit der Fünflochsonde in der Messachse MA4 vom Gehäuse bis zur Rohrmitte überprüft. Für die untersuchten Massenströme zeigen sich keine starken Abweichungen über dem Rohrquerschnitt und zu den mit Wanddruckbohrungen gemessenen statischen Drücken (siehe D.2), was für die durchgeführte Kalibration eine Voraussetzung ist.

Lebenslauf

20. Mai 1974	Bernd Becker geb. in Lich
1980 - 1986	Grundschule und Förderstufe an der MPS Antrifttal in Romrod
1986 - 1993	Albert-Schweitzer Gymnasium in Alsfeld
1993	Abitur
1993 - 1999	Studium des Allgemeinen Maschinenbaus an der TU Darmstadt
1999	Diplom
1999 - 2000	Forschungsaufenthalt an der Texas A&M University (USA)
2000 - 2005	Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Turbomaschinen und Fluidenergietechnik an der TU Darmstadt
seit Juni 2005	Entwicklungsingenieur in der Verdichterabteilung bei Rolls-Royce Deutschland